



Étude de la production de rayonnement X par diffusion Compton sur l'installation ELSA

Anne-Sophie Chauchat

► To cite this version:

Anne-Sophie Chauchat. Étude de la production de rayonnement X par diffusion Compton sur l'installation ELSA. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112010 . tel-00652588

HAL Id: tel-00652588

<https://theses.hal.science/tel-00652588>

Submitted on 15 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Université Paris XI

Spécialité : **Physique des accélérateurs de particules**

préparée au laboratoire **d'ELSA, CEA DAM DIF, Arpajon**

dans le cadre de l'École Doctorale **Modélisation et Instrumentation en Physique,
Énergies, Géosciences et Environnement (MIPEGE)**

présentée et soutenue publiquement

par

Anne-Sophie CHAUCHAT

le Lundi 24 janvier 2011

Titre :

**Étude de la production de rayonnement X par diffusion Compton sur
l'installation ELSA**

Directeur de thèse : **Jean-Michel Ortega**

Encadrant CEA : **Vincent Le Flanchec**

Encadrant THALES : **Jean-Pierre Brasile**

Jury

M. Fabian Zomer,	Rapporteur
M. Philippe Walter,	Rapporteur
M. Jean-Marc Filhol,	Examineur
M. Olivier Napoly,	Examineur
M. Jean-Michel Ortega,	Directeur de thèse

Résumé

L'interaction Compton inverse est un moyen de produire des rayons X en réalisant des collisions entre un faisceau d'électrons relativistes et un faisceau laser. Par analogie avec le rayonnement synchrotron, le faisceau laser joue le rôle d'onduleur, ce qui entraîne les électrons dans un mouvement d'oscillation. Les électrons sont ainsi à l'origine d'un rayonnement dont l'énergie est proportionnelle à l'énergie du laser et au carré de l'énergie des électrons. Ce rayonnement dont certaines caractéristiques sont proches de celle du rayonnement synchrotron peut être produit sur des machines relativement compactes. L'installation ELSA du CEA DAM DIF dispose d'un accélérateur d'électrons et d'un laser dont les caractéristiques sont favorables à la réalisation d'une expérience de production de rayonnement X par interaction Compton inverse. Le faisceau d'électrons est produit par l'illumination d'une photocathode par un laser à 532 nm. Il est accéléré jusqu'à 17 MeV puis transporté jusqu'à une chambre d'interaction. Le faisceau laser provient du laser pilote de l'accélérateur, il est amplifié puis transporté également jusqu'à la chambre d'interaction. La faible probabilité d'interaction et les petites dimensions des faisceaux ($<100\text{ }\mu\text{m}$, $\sim 30\text{ ps}$ (LTMH)) obligent à optimiser avec soin le recouvrement spatial et temporel des impulsions. La visualisation des deux faisceaux en simultané se fait grâce à un biseau en aluminium renvoyant les images des deux faisceaux vers une caméra CCD et une caméra à balayage de fente. La détection du rayonnement X produit (d'énergie $<11\text{ keV}$) est réalisée par des écrans radio-luminescents à mémoire. Ces écrans, très sensibles au rayonnement de basse énergie, permettent de visualiser le profil du rayonnement et de réaliser la dosimétrie du signal. Ces écrans ont également été utilisés en tant que scintillateurs couplés à un photomultiplicateur pour contrôler en temps réel le rendement de l'interaction. L'analyse des résultats expérimentaux obtenus confirme les résultats des simulations.

Mots-clés : rayons X, diffusion Compton, accélérateur linéaire d'électrons, laser, écran radio-luminescent à mémoire (ERLM), onduleur laser.

Abstract

Compton scattering by collisions between relativistic electron beam and laser beam is a way to produce X-rays. Laser beam is seen as an undulator which gives electrons a periodic waved motion. This radiation emitted by electrons motion has some characteristics close to those of synchrotron radiation but can be produced by smaller machines. ELSA facility at CEA DAM DIF is a linear electron accelerator (17 MeV) running with a photoinjector and a laser (532 nm). Characteristics of electrons and laser beam are favourable to a Compton scattering X-rays experiment. Small interaction probability and small beam sizes ($<100\text{ }\mu\text{m}$, 30 ps (LTMH)) require a careful optimization of spatial and temporal pulses covering. An aluminium bevel-edge allows visualizing beams with CCD and streak cameras. Imaging plates are used as $< 11\text{ keV}$ X-rays detectors. These detectors are very sensitive to low signal-to-noise ratio at low energy and give the beam profile. The imaging plates were coupled with a photomultiplier to manage the yield in real time. Experimental results are confirmed by simulations.

Key-words : X-rays, Compton scattering, linear electron accelerator, laser, imaging plate, laser undulator.

Remerciements

Les premiers remerciements qui me viennent à l'esprit vont naturellement aux personnes qui m'ont fait confiance et ont soutenu avec détermination ma candidature à cette thèse : Vincent Le Flanchec de l'équipe d'ELSA tout d'abord, Jean-Pierre Brasile pour THALES, Philippe Guimbal pour le CEA et mon directeur de thèse Jean-Michel Ortega. Sans eux, je n'aurais pas pu bénéficier de cette formidable expérience. Je remercie sincèrement les membres du jury Jean-Marc Filhol, Olivier Napoly, Philippe Walter et Fabian Zomer d'avoir bien voulu évaluer mon travail. Merci spécialement à mes rapporteurs Philippe Walter et Fabian Zomer pour leurs remarques constructives.

Viennent maintenant les remerciements aux personnes sans qui ce projet n'aurait pu atteindre son objectif. Ceux grâce à qui j'ai pu comprendre quels étaient les bons côtés d'une belle thèse. Je remercie infiniment tout l'équipe d'ELSA pour tout ce qu'elle m'a apporté :

Vincent Le Flanchec, à qui je dois cette thèse, qui en plus de m'avoir guidée pendant ces trois ans, m'a beaucoup appris sur le fonctionnement d'un laser, sur l'optique, la conduite de faisceau, sur la communication écrite et orale, il a su, sans s'en rendre compte, me remonter le moral dans les moments les plus difficiles. Travailler avec Vincent fût un réel plaisir au quotidien tant pour son savoir-faire et ses connaissances que pour la bonne humeur qu'il communique.

Alain Binet pour sa très grande disponibilité, son expérience, ses conseils, j'espère un jour retrouver un chef aussi enjoué, aussi accueillant. Merci Alain également pour la relecture approfondie de ce mémoire.

Jean-Paul Nègre, grâce à qui je ne suis pas restée dans l'ignorance, celle de la détection de rayonnement X, celle de certaines "fausses" assertions de la physique, celle de mes erreurs et celle de certains bons films. Merci Jean-Paul pour les longues discussions qu'on a eu ensemble.

Pascal Balleyguier qui a su me faire monter très haut, tant sur le plan scientifique grâce à ses connaissances, que sur le plan dialectique grâce à sa rigueur, mais également au sens propre avec son parapente.

Gérard Vallart, merveilleux touche à tout d'ELSA, toujours là pour quelque montage que ce soit. Si je devais remercier ce mémoire pour une seule raison, ce serait celle de m'avoir donné une excuse pour ne pas aller affronter ce remarquable sportif le midi, soit au Viet Vo Dao, soit à vélo ou à la course à pied.

Vincent Jacob, d'une disponibilité hors pair pour n'importe quel travail sur ELSA, merci d'avoir répondu à mes nombreuses questions lorsque j'étais derrière toi pour une manœuvre sur l'installation.

Alain Bayle, d'avoir répondu à mes demandes en terme de contrôle-commande et surtout d'avoir été le plus souvent là, présent, à ton bureau à un mètre du mien. C'est étonnant comme ton absence avait rendu le fond du couloir vide.

Martine Millérioux, pour son travail depuis de nombreuses années sur les photocathodes, qui a contribué grandement à la réussite de l'expérience.

Je remercie également ceux qui ont fait partie de cette équipe, tout d'abord Jean-Luc Flament, qui profite maintenant de sa retraite, merci pour l'aide apportée à la mise en place de l'expérience, et ta grande culture scientifique. Merci également à Florian, Virgil, Joël, Aurélia, Antonin et Eugénie d'avoir partagé leurs connaissances dans mon bureau pendant quelques mois.

Je remercie bien sûr Laurence Bonnet pour son dynamisme, et son entrain naturel, et Daniel Vanderhaegen pour leur soutien continu à ce projet. Merci à Patrice Fourdin, Yves Maurice, Nathalie Dreser pour leur confiance.

Un grand merci également à Alexandre Tocino et à Norbert Arnal pour leur talent de modelleur sur aluminium ou inox, à Gérard Soullié pour le prêt des détecteurs à semi-conducteur et ses nombreux conseils, à MM. Oudot et Legendre pour le prêt de la fenêtre de béryllium, à Céline Zuber et Michel Burillo pour leur temps consacré sur le générateur d'X et à Bernard Brullot pour l'accès à la source de Cobalt. Merci à Philippe Troussel pour l'exposé sur les miroirs multicouches.

Merci à mes relecteurs, Daniel Bouche, Jean-Pierre Ansart, Gérard Simon pour ses conseils avisés et Denis Juraszek.

Je remercie tous les expérimentateurs d'ELSA qui m'ont chacun ouvert l'esprit sur d'autres domaines, et m'ont laissé parfois préparer mon expérience pendant leur temps de faisceau, plus particulièrement Xavier Ledoux, Alain Piquemal, Virgil Bernigaud, René Wrobel, Diane Doré, Audrey Chatillon, Adeline Bail, Julien Taieb merci à Benoit Laurent qui était là depuis le début. Merci à Serge Joly, Jean-Louis Lemaire, Dominique Deslandes pour leur conseils et choix de lecture. Merci à Stéphanie Brygoo, d'avoir avant moi, réuni une bonne partie de la bibliographie sur le sujet. Merci à Sylvie Dulac, Evelyne Pignon, Brigitte Flouret et Véronique Diodovich. Merci à Evelyne et Agnès pour leur contribution aux réunions de labo.

Merci à l'équipe de THALES, Jean-Pierre Brasile encore une fois, il a vraiment été très présent pendant cette thèse, son intérêt pour le projet a été très un grand soutien, merci à Gérard Labaune et à Sophie Muller d'avoir participé activement à ce projet, à Patrick Sirot, Dominique Jousse pour l'approvisionnement et à Gisèle Seguin pour avoir organiser mes missions avec soin.

Merci aux chercheurs du LAL sur le projet THOMX, spécialement à Christelle Bruni et Alesandro Variola pour leurs conseils et leurs idées merci également à Marie-Emmanuelle Couprie pour les discussions qu'on a pu avoir lors de rencontres à l'étranger.

Merci enfin à Michaël Carrié, pour la relecture et sa présence rassurante. Merci à tous ceux que j'ai croisés pendant cette thèse, qui ont osé me demander quel était mon sujet et m'ont permis de prendre du recul par rapport à mon travail. Merci à ceux qui m'ont soutenu de près ou de loin, tous ceux dont j'ai dû refuser les invitations pour rédiger ce mémoire. Merci à mes très chers amis, à Anne évidemment, Flo pour ta relecture très précieuse, Mathieu (x2) pour les exemples à suivre, Annalisa, Laura, Aline (x3), Lucie, Marie, JB, merci à PP aussi et Yann et tous les autres. Merci à Axelle sans qui rien n'aurait été pareil et qui à sa façon a contribué à ce mémoire.

Enfin merci à ma famille.

Sommaire

Résumé	3
Abstract	5
Remerciements	7
Sommaire	9
Introduction	11
PARTIE I Intérêt d'une source de rayonnement X par diffusion Compton	13
Chapitre 1 La diffusion Compton	15
I Notions de base	15
II Les différents phénomènes d'interaction entre électrons et photons	21
III La production de rayonnement X par diffusion Compton	33
Chapitre 2 Les différentes sources de rayonnement X et leurs utilisations dans le domaine d'énergie 1-100 keV.	59
I Les différentes sources de rayonnement X	59
II L'utilisation des rayons X	69
III Comparaison des différentes sources actuelles avec une source de type Compton Inverse	72
Chapitre 3 État de l'art des sources Compton inverse en France et dans le Monde	77
I Les sources Compton dans le Monde	77
II État de l'art des sources de rayons X en France	80
PARTIE II Implantation d'une source de rayons X par diffusion Compton sur ELSA	89
Chapitre 1 L'installation ELSA du CEA DAM DIF	91
I Description de l'installation	91
II Fonctionnement de l'accélérateur d'ELSA	96
III Quelques exemples d'expérience sur ELSA	114

Chapitre 2	Caractéristiques des faisceaux laser et électrons issus d'ELSA	117
I	Le faisceau laser	117
II	Le faisceau d'électrons	121
Chapitre 3	Évaluation des possibilités d'ELSA en tant que source de rayons X par interaction Compton inverse	133
I	Évaluation des caractéristiques de la source à partir des résultats théoriques	133
II	Simulations numériques	139
III	Caractéristiques de la source attendue	157
PARTIE III	Expérimentation, production de rayons X par interaction Compton inverse	159
Chapitre 1	Mise en place de l'expérimentation	161
I	Adaptation du système laser	161
II	Préparation de la zone d'expérimentation	162
III	Méthode expérimentale	175
Chapitre 2	La détection des photons X	191
I	Les détecteurs à semi-conducteurs placés sous vide	191
II	La transmission des photons X depuis le point d'interaction jusqu'aux détecteurs placés dans l'air	193
III	Les détecteurs scintillants	198
IV	Les Écrans Radio-Luminescents à Mémoire (ERLM)	200
V	Caractérisation de l'imageur (ERLM+scanner)	205
VI	Utilisation des ERLM en tant que détecteur en temps réel	217
Chapitre 3	Résultats des expérimentations	221
I	Premières preuves de production de rayons X	221
II	Amélioration de la détection du signal	226
III	Analyse des résultats	229
IV	Réflexions sur l'amélioration de la source	251
Conclusion	253
Annexes	259
I	Présentation du code de simulation CAIN	259
II	Données techniques du PhotoMultiplicateur R2490-05 de l'entreprise HAMAMATSU	264
Bibliographie	267
Table des matières	282
Table des figures	294
Liste des tableaux	296
Liste des publications	297

Introduction

Une des applications incontournables de la découverte des rayons X est la radiographie. Cette possibilité de voir à travers des couches de matière a permis de grandes avancées dans le domaine médical ou en physique des matériaux. On distingue deux procédés majeurs permettant la production de rayonnements X : le rayonnement de freinage dans des tubes à rayons X ou avec des accélérateurs sur des cibles et le rayonnement synchrotron. Pour un grand nombre d'applications, les tubes à rayons X sont tout à fait adaptés et amplement suffisants. Pour d'autres, la nécessité d'un rayonnement polarisé, accordable en énergie et plus intense oblige les laboratoires à se diriger vers les synchrotrons. Malheureusement, bien qu'ils soient les sources de rayons X les plus intenses existant actuellement, les synchrotrons restent encore peu accessibles, notamment pour réaliser des irradiations en grand nombre avec des caractéristiques particulières de rayonnement.

La production de rayonnement X par diffusion Compton entre un faisceau d'électrons relativistes et un faisceau laser se positionne comme étant une technique intermédiaire entre les tubes à rayons X et le rayonnement synchrotron. Bien que le principe physique de cette technique soit connu depuis 1963 [1], [2], ce n'est qu'à partir des années 90 que ce principe est utilisé pour réaliser des sources compactes de rayons X ayant des propriétés plus proches de celles du rayonnement synchrotron que de celles du rayonnement de freinage. Les utilisateurs du rayonnement synchrotron voient en cette technique la possibilité de disposer d'un rayonnement de très bonne qualité bien que moins intense, avec une installation de moyenne voire de faible dimension. Le besoin de sources compactes de lumière est réel, et trouve notamment écho dans la recherche médicale très demandeuse en termes de nouvelles techniques d'imagerie ou de traitements anti-cancéreux [3], [4] mais également dans l'analyse des œuvres d'art [5]. En particulier, les nombreux travaux théoriques et expérimentaux dirigés par le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) à Orsay ont alimenté le projet THOMX visant à développer un prototype de source X Compton pour ce type d'application [6].

La société THALES est particulièrement bien positionnée pour le développement de ce type de sources. En effet, elle possède à travers différentes filiales la possibilité d'industrialiser un accélérateur d'électrons [7], [8], et un système laser à impulsions brèves [9], composantes critiques d'une source compacte de rayons X par diffusion Compton. Par ailleurs, le CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives) dispose d'une installation ELSA susceptible de délivrer les électrons et photons nécessaires à la mise au point d'une telle source. Dans une volonté de collaboration sur un projet de ce type, THALES et le CEA ont mis en place une thèse sous contrat industriel de formation par la recherche (CIFRE) afin de réaliser cette étude.

Ce mémoire est divisé en trois parties. La première a pour objectif de montrer l'intérêt d'une source de rayonnement X par diffusion Compton par rapport aux autres procédés de production. Le premier chapitre est volontairement dense afin d'exposer toutes les bases nécessaires à la compréhension du principe physique de la production de rayons X par diffusion Compton mais aussi dans le but de clarifier les différents termes utilisés pour parler de ce phénomène. Le deuxième chapitre expose les différents moyens de produire du rayonnement X ainsi que les applications qui en découlent, l'objectif étant de comparer directement les propriétés des rayonnements entre eux et d'établir les avantages et inconvénients des sources Compton pour différentes applications. Le troisième chapitre dresse un état de l'art des sources Compton dans le monde puis passe en revue quelques projets de sources de lumière auxquels la France participe afin de positionner ce nouveau type de source parmi les projets existants. Dans ce chapitre est également détaillé le projet THOMX du LAL, mené en collaboration avec de nombreux centres de recherche et entreprises en France.

La deuxième partie de ce mémoire décrit l'installation ELSA du CEA DAM DIF puis détaille les propriétés des faisceaux d'électrons et laser. Le dernier chapitre de cette partie évalue par calcul et simulation les caractéristiques de la source de rayonnement qu'il est possible d'obtenir sur ELSA. Dans cette partie, l'accent est mis sur la description de l'installation afin de donner au lecteur la possibilité d'assimiler le fonctionnement de l'accélérateur. Les simulations ont, quant à elles, été réalisées dans le but de comprendre le mécanisme de l'interaction et d'aider au choix des paramètres expérimentaux.

Enfin, la troisième partie aborde le plus gros du travail de la thèse : l'expérimentation. Dans le premier chapitre, c'est toute la mise en œuvre de l'expérience qui est détaillée. Les nombreux schémas et photographies viennent illustrer le travail qui a été réalisé au niveau du système laser, de l'accélérateur et de la chambre d'interaction ainsi que les différentes étapes expérimentales menant à la production de rayonnement X. Le deuxième chapitre aborde l'un des aspects les plus importants de l'expérience : la détection du rayonnement. En effet, celle-ci est essentielle pour quantifier l'interaction entre les deux faisceaux. L'utilisation d'écrans radio-luminescents à mémoire (ERLM) s'avère tout à fait adaptée à ce genre d'expérience notamment grâce à leur sensibilité à basse énergie. Le dernier chapitre de ce mémoire traite des résultats expérimentaux. Grâce à la calibration des ERLM dans le domaine des basses énergies, l'analyse des radiographies du rayonnement confirme les résultats théoriques. L'évaluation de la fluence de photons X (radiométrie) et des dépôts d'énergie induits (dosimétrie) concluent l'analyse des résultats expérimentaux.

Première partie

Intérêt d'une source de rayonnement X par diffusion Compton

Chapitre 1

La diffusion Compton

Ce premier chapitre a pour but d'expliquer la physique de la diffusion Compton entre un faisceau d'électrons relativistes et un faisceau laser visible. Pour cela, différents schémas d'interaction entre électrons et photons sont expliqués. Les notions présentées permettent également de comprendre les différents termes fréquemment utilisés pour parler de ce phénomène, ce qui sera très utile pour aborder les différents aspects de ce travail de thèse.

I Notions de base

I.1 Électron

Les électrons, particules élémentaires de la famille des leptons, possèdent une masse et une charge électrique élémentaire négative. Ils sont par conséquent soumis aux interactions gravitationnelles, électromagnétiques et aux interactions faibles mais échappent à l'interaction forte. La masse d'un électron est approximativement de $m_e = 9,109 \times 10^{-31}$ kg ce qui, sur la base du principe d'équivalence masse-énergie d'Einstein ($E = m_e c^2$), correspond à une énergie de 511 keV. La charge de l'électron (découverte en 1911 par Robert Millikan) est de $e = 1,602 \times 10^{-19}$ C. Lorsqu'on parle du "rayon classique de l'électron", ce n'est pas le rayon physique de la particule (considéré comme nul car l'électron est une particule ponctuelle) mais le rayon établi en considérant que toute la masse de la particule est due à son énergie potentielle électrostatique. On compare alors l'énergie potentielle d'une sphère de rayon r_e et de charge e définie en électrostatique, $E_p = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_e}$ (où ϵ_0 est la permittivité du vide) avec l'énergie de l'électron au repos ($E = m_e c^2$). En égalisant ces deux énergies, on obtient le "rayon classique de l'électron" égal à $r_e = 2,8179 \times 10^{-15}$ m. On s'aperçoit alors que, pour un rayon aussi petit, il est nécessaire de prendre en compte la théorie quantique des champs pour comprendre le comportement de l'électron. Ce rayon est toujours utilisé pour des théories se situant à la limite entre la mécanique quantique et classique comme la diffusion Compton.

Pour une bonne lecture de ce mémoire, nous aurons également besoin de comprendre comment agit un électron dans la matière (c'est-à-dire lié au noyau d'un atome) et com-

ment un électron se comporte lorsqu'il est libre.

Comme toutes les particules, les électrons présentent des propriétés d'ondes : ils peuvent être vus comme une onde stationnaire dans un atome ou, s'ils sont libres, comme un faisceau de longueur d'onde $\lambda_e = \frac{h}{p_e}$. Cette longueur d'onde est appelée longueur d'onde de de Broglie, h est la constante de Planck, p_e la quantité de mouvement de l'électron. Un électron est lié au noyau d'un atome par la force de Coulomb attractive (force d'interaction entre deux particules chargées). Lorsque le nombre d'électrons est différent du nombre de protons du noyau, l'atome est ionisé. Le comportement d'un électron lié est décrit par une fonction d'onde, l'orbitale atomique. Chaque orbitale a son propre ensemble de nombres quantiques : nombre quantique principal (énergie), nombre quantique secondaire (orbital ou azimutal) nombre quantique tertiaire (ou magnétique) et nombre quantique de spin. Selon le principe d'exclusion de Pauli, une orbitale ne peut être occupée qu'au plus par deux électrons de spins différents. Lorsqu'un électron change d'orbitale atomique, il y a émission ou absorption d'un photon dont l'énergie est égale à la différence de potentiel entre les deux niveaux d'énergie des orbitales.

Un électron arraché à un atome est un électron libre. Il engendre un champ électrique. Le mouvement d'un ensemble d'électrons forme un courant électrique, et crée un champ magnétique d'après la loi Maxwell-Ampère. Le champ électromagnétique d'un électron animé d'un mouvement est exprimé par les potentiels de Liénard-Wiechert. Quand un électron se déplace dans un champ magnétique uniforme, il est soumis à une force perpendiculaire à la trajectoire. Cette force le contraint à suivre une trajectoire hélicoïdale dans le champ autour d'un cylindre dont le rayon est appelé rayon de Larmor. L'électron en mouvement circulaire rayonne de l'énergie sous forme de rayonnement synchrotron. Si des électrons accélérés sont freinés par une cible générant un champ électrique, les électrons rayonnent par freinage (Bremsstrahlung). Pour produire ces rayonnements on accélère de façon efficace un faisceau d'électrons jusqu'à une vitesse v_e proche de celle de la lumière, on augmente alors la masse relativiste de l'électron d'un facteur $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_e^2}{c^2}}}$,

c est la célérité de la lumière.

I.2 Photons

Le photon est la particule élémentaire médiatrice de l'interaction électromagnétique, c'est-à-dire que lorsque deux particules chargées interagissent, d'un point de vue quantique, il y a échange d'un photon. Le photon est une particule sans charge, sans masse, de la famille des bosons. Il a deux états de polarisation et est décrit par les composantes de son vecteur d'onde, qui déterminent sa longueur d'onde et sa direction de propagation. Les photons sont émis à partir de différents processus, par exemple lorsqu'une charge est accélérée avec un mouvement circulaire, quand un atome ou un noyau passe d'un niveau d'énergie élevé à un niveau plus faible (Figure 1.1), ou quand une particule et son anti-particule s'annihilent. Des photons sont absorbés par le processus inverse, dans le cas de la production d'une particule et de son antiparticule ou dans les transitions atomiques et nucléaires vers des niveaux d'énergie plus élevés.

L'énergie d'un photon est directement liée à sa quantité de mouvement p : $E = pc$. On ne peut parler de photon en tant que particule qu'au moment de l'interaction. En dehors

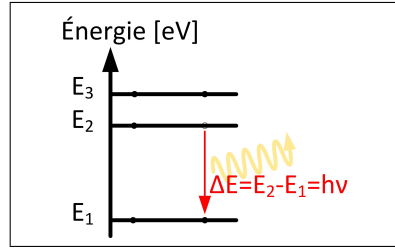


FIGURE 1.1 – Émission d'un photon d'énergie $h\nu$ par transition du niveau d'énergie E_2 au niveau d'énergie E_1 .

de l'interaction, le photon est considéré comme une particule quantique définie par sa fonction d'onde (dualité onde-corpuscule). Dans une vision microscopique, la fonction d'onde d'un photon correspond à l'onde électromagnétique alors que dans une vision macroscopique, c'est-à-dire lorsque le flux d'énergie de l'onde est grand devant l'énergie du photon, l'onde électromagnétique représente la variation des champs électriques et magnétiques.

Une onde électromagnétique est une onde vectorielle décrite par un champ magnétique et un champ électrique. On peut représenter une onde électromagnétique par une superposition d'ondes planes monochromatiques dont les vecteurs champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{B} sont perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde \vec{k} . Les vecteurs \vec{E} , \vec{B} et \vec{k} forment un trièdre direct. On appelle polarisation, l'orientation du vecteur \vec{E} (ou du vecteur \vec{B} , mais nous ne parlerons que du vecteur \vec{E}) par rapport au vecteur \vec{k} . La polarisation d'une onde électromagnétique est une polarisation transversale car les vecteurs \vec{E} et \vec{k} sont perpendiculaires entre eux. Si le vecteur \vec{E} garde une direction fixe dans le plan, on parle de polarisation linéaire (Figure 1.2), si ce vecteur décrit une ellipse dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation (direction du vecteur \vec{k}), on parle de polarisation elliptique, si le vecteur \vec{E} décrit un cercle, c'est une polarisation circulaire (Figure 1.3). On détaille ensuite le sens de la polarisation elliptique ou circulaire, si le vecteur \vec{E} décrit un mouvement vers la droite, la polarisation est droite, gauche si inversement. Le sens droit est donné par le sens horaire dans la direction du vecteur \vec{k} .

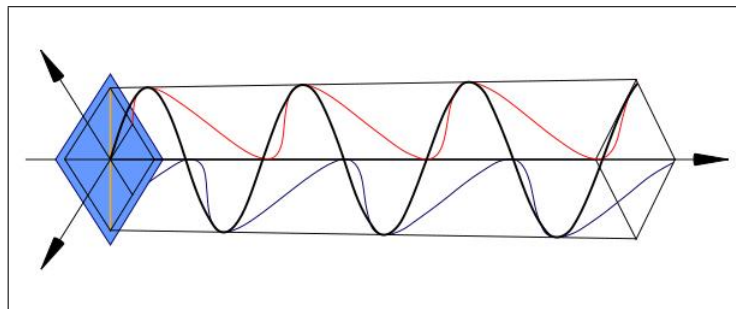


FIGURE 1.2 – Onde électromagnétique polarisée linéairement. En noir est représenté le vecteur \vec{E} , en rouge et en bleu ses projections sur les plans.

Dans les calculs qui suivent, les états de polarisation des photons et des électrons ne sont pas pris en compte. En effet, pour des électrons d'énergie inférieure à 1 GeV, on

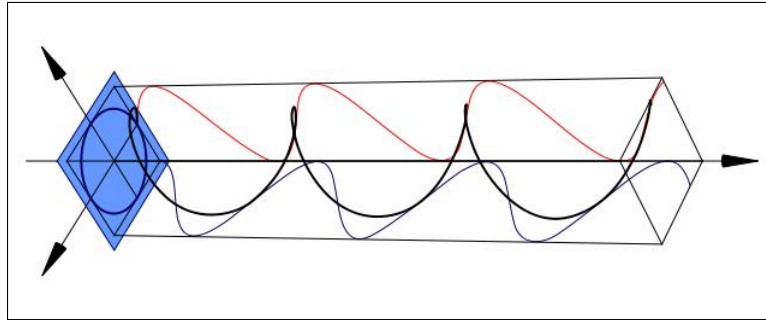


FIGURE 1.3 – Onde électromagnétique polarisée circulairement. En noir est représenté le vecteur \vec{E} , en rouge et en bleu ses projections sur les plans.

peut considérer les électrons non polarisés dans les calculs [10].

Voici quelques définitions de paramètres d'une onde plane monochromatique :

- sa fréquence : ν
- sa fréquence angulaire : $\omega = 2\pi\nu$
- sa longueur d'onde : $\lambda = \frac{c}{\nu}$.

Pour un photon on définit :

- son énergie $E = \hbar\omega = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ où $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (constante de Dirac ou constante de Planck réduite),
- son vecteur d'onde \vec{k} , d'amplitude $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et dirigé selon la direction de propagation de l'onde
- son impulsion $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.

Le nombre de photons par unité de temps et de volume d'une impulsion électromagnétique est donné à partir de l'intensité du rayonnement I par : $N = \frac{I}{h\nu}$.

I.3 Rayonnement électromagnétique

Une variation des champs électriques et magnétiques dans l'espace (représentée dans une vision macroscopique par l'onde électromagnétique) est appelé rayonnement électromagnétique (Figure 1.4).

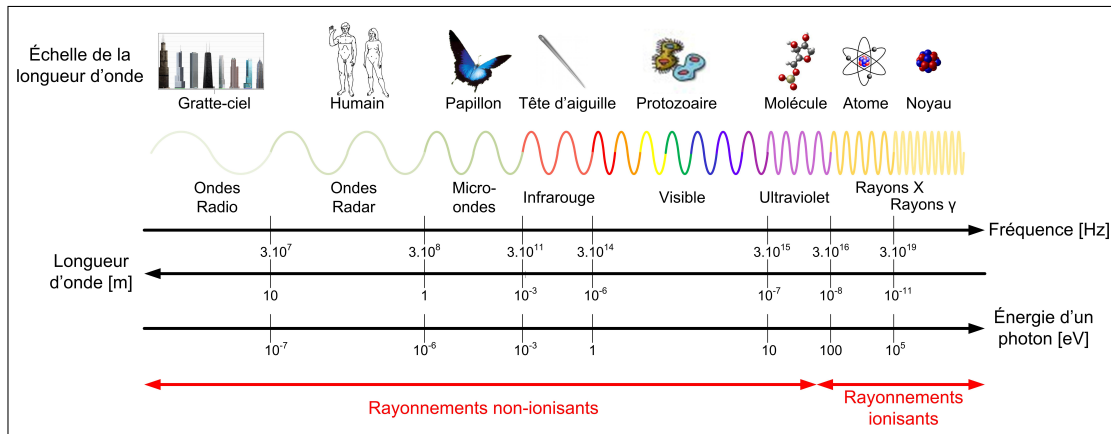


FIGURE 1.4 – Spectre électromagnétique.

On décompose le rayonnement électromagnétique selon la fréquence ou la longueur d'onde de l'onde électromagnétique associée, ou selon l'énergie des photons associés à ce rayonnement. Cette décomposition est appelée spectre électromagnétique. Le spectre est découpé en différentes bandes spectrales selon la nature du rayonnement. Une distinction importante est faite dans le spectre électromagnétique, celle qui différencie un rayonnement ionisant d'un rayonnement non ionisant. Un rayonnement ionisant est un rayonnement suffisamment énergétique pour produire des ionisations (ajout ou perte de charges) des atomes ou molécules qui deviennent alors des ions. La structure interne de la matière ainsi ionisée est modifiée. Si ces rayonnements ionisants ne sont pas contrôlés ils peuvent être extrêmement nuisibles. Alors qu'on parle généralement de longueur d'onde ou de fréquence pour les rayonnements non ionisants, pour les rayonnements ionisants, on parle d'énergie et on utilise comme unité l'électron-Volt ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule}$).

Le spectre électromagnétique (Figure 1.4) est décrit de gauche à droite en commençant par les longueurs d'onde les plus grandes. Les ondes radio, radar et micro-ondes, sont produites par une variation à plus ou moins haute fréquence du champ électrique dans une antenne. La longueur d'onde des ondes radio peut aller jusqu'à 100 000 km. Pour les longueurs d'onde inférieures à celle des micro-ondes, il est impossible de construire des antennes aussi petites. Ce sont donc les atomes et les électrons qui vont servir d'antenne. Les ondes infrarouges, visibles et ultraviolets sont produites par rayonnement thermique (agitation des atomes qui oscillent autour d'une position d'équilibre) ou par des transitions d'électrons des couches externes dans les atomes. Les rayons X sont produits par accélération d'électrons (cette fois c'est l'électron qui oscille et joue le rôle d'antenne) ou par des transitions électroniques des couches internes de l'atome. On nomme rayons X mous les rayons X allant d'environ 1 à 12 keV et rayons X durs les rayons X allant au-delà de 12 keV. Les rayons γ sont produits par des désexcitations du noyau d'un atome, on peut parler de transitions nucléaires. Les rayons γ mous vont jusqu'à 1 MeV, les rayons γ durs au-delà de 1 MeV. Ces valeurs de frontière en énergie entre rayons "mous" et "durs" dépendent des définitions, elles sont données à titre d'indication. Dans ce mémoire, la distinction entre photons X et γ se fait uniquement par leur origine et non pas par leur valeur d'énergie.

Le rayonnement électromagnétique se propage et interagit avec la matière différemment selon sa longueur d'onde. Les ondes électromagnétiques interagissent avec des ob-

jets de l'ordre de leur longueur d'onde, une onde radio n'aura aucun effet sur la structure d'un matériau contrairement aux rayons X dont la longueur d'onde est de l'ordre de la dimension d'un atome. La propagation des ondes dépend de ces interactions, les rayons ultraviolets pénètrent uniquement les premières couches de l'épiderme alors que les rayons X traversent certains corps humains. D'innombrables applications exploitent ces propriétés de transmission et d'interaction du rayonnement électromagnétique.

I.4 Constante de structure fine

L'intensité de l'interaction électromagnétique entre un électron et un photon est évaluée à travers la constante de structure fine. Cette constante représente le rapport entre l'énergie requise pour rapprocher deux particules situées à l'infini, à une distance s , contre les forces de répulsion électrostatique, et l'énergie d'un seul photon dont la longueur d'onde est égale à $2\pi s$. La constante de structure fine est définie par : $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$ avec e la charge élémentaire et ϵ_0 , la permittivité du vide. Dans le système d'unité CGS (Centimètre Gramme Seconde) encore utilisé dans certains calculs, l'unité de charge électrique est définie telle que $4\pi\epsilon_0 = 1$. La constante de structure fine est alors définie par $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$.

I.5 Interaction

On définit le terme interaction entre deux particules comme le processus qui modifie l'énergie et/ou la direction des particules incidentes. Le processus prépondérant mis en jeu dans l'interaction dépend de la nature et de l'énergie des particules.

I.6 Section efficace d'interaction

Le section efficace d'interaction permet de décrire la collision entre deux particules et d'évaluer la probabilité d'interaction entre ces deux particules. Si on considère une cible d'une certaine surface S constituée de N_c particules par unité de surface, impénétrables et un faisceau de particules également impénétrables, la probabilité qu'une particule du faisceau interagisse avec la cible est donnée par $\frac{N_c\sigma_{\text{eff}}}{S}$. On appelle σ_{eff} la section efficace de la collision, elle est exprimée en cm^2 ou en barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). L'unité barn provient de l'expression "as big as barn" ("aussi grand qu'une grange") utilisée par les chercheurs américains lorsqu'ils comparaient la section efficace de fission de l'uranium par rapport aux sections efficaces typiques des réactions nucléaires.

Ce qui nous intéresse quand on regarde le résultat d'une collision à l'aide d'un détecteur par exemple, est la section efficace pour un certain angle solide et pas pour tout l'espace. On va donc utiliser la section efficace différentielle angulaire, qui représente une fraction de la section efficace pour une fraction d'angle solide : $\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega}$. À partir de la section efficace différentielle, on peut obtenir la section efficace totale en intégrant sur l'angle solide :

$$\sigma_{\text{eff}} = \int \frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin \theta \left(\int_0^{2\pi} \frac{d\sigma_{\text{eff}}(\theta, \phi)}{d\Omega} d\phi \right) d\theta \quad (1.1)$$

θ est appelé angle polaire ou zénithal et ϕ angle azimuthal dans la notation de la figure 1.5.

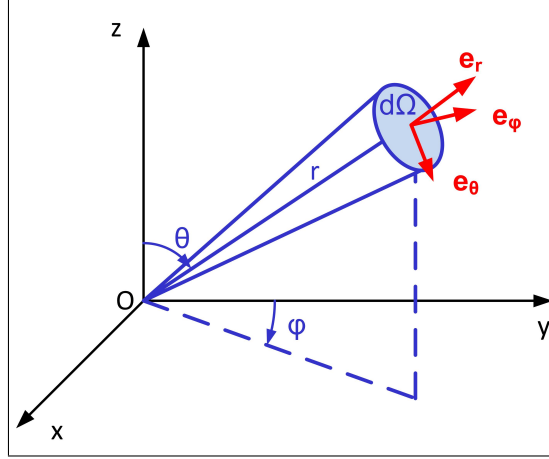


FIGURE 1.5 – Schéma représentant les coordonnées sphériques utilisées pour le calcul de la section efficace différentielle.

Si on s'intéresse à une énergie donnée, on va alors étudier la probabilité que la particule soit émise pour une énergie donnée dE , on parle alors de la section efficace partielle en énergie $\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{dE}$, et si on veut observer la direction dans laquelle la particule est diffusée

à une certaine énergie, on utilise la section efficace différentielle partielle : $\frac{d^2\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega dE}$.

Pour connaître le nombre de photons diffusés lors de la collision entre deux faisceaux de particules, on multiplie la probabilité $\frac{N_c \sigma_{\text{eff}}}{S}$ par le nombre de particules du faisceau incident.

II Les différents phénomènes d'interaction entre électrons et photons

Comme expliqué dans le paragraphe précédent, on distingue deux types de rayonnements : les rayonnements non-ionisants et les rayonnements ionisants. Un rayonnement ionisant a suffisamment d'énergie pour changer la structure du milieu traversé, ce minimum d'énergie est de 4,3 eV (énergie de liaison du potassium, atome le plus facilement ionisable). Les processus impliqués dans ces ionisations dépendent de l'énergie du rayonnement et de la composition du milieu ionisé. Il est question alors d'absorption complète du photon (effet photoélectrique, création de paires électrons-positrons) ou de diffusion. Une diffusion peut être élastique, dans ce cas, le photon rebondit sur l'atome et l'énergie cinétique totale est conservée (diffusion Rayleigh, de Mie, Thomson), mais la diffusion peut également être inélastique.

II.1 L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est l'interaction d'un photon avec un électron fortement lié à un atome. Le photon incident est totalement absorbé par l'atome, ce gain d'énergie de l'atome est restitué en expulsant un électron des couches internes de l'atome. L'énergie de cet électron expulsé correspond à la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie de liaison de l'électron à l'atome. On nomme cet électron expulsé "photo-électron". L'atome est alors dans un état d'excitation. Pour retourner à son état fondamental, le cortège électronique se réarrange, soit en émettant un photon de fluorescence si l'énergie du photon incident est faible (rayonnement radiatif), soit en produisant une cascade d'électrons Auger si l'énergie du photon incident est importante (rayonnement non radiatif).

II.2 La diffusion élastique d'un photon sur un électron d'un atome

L'effet le plus connu de la diffusion élastique d'un photon sur un électron du cortège électronique d'un atome est la diffusion Rayleigh, qui permet entre autres d'expliquer la couleur du ciel. Pour ce type de diffusion il est plus facile de faire appel au principe de dualité onde-corpuscule et de considérer le photon comme une onde électromagnétique dont la fréquence est proportionnelle à l'énergie du photon. Bien que la diffusion Rayleigh ne soit pas un phénomène physique utile pour la suite de ce mémoire, la démonstration de son principe permet de développer la théorie du dipôle oscillant, de démontrer que toute charge accélérée rayonne et surtout d'aborder la diffusion Thomson.

On considère un dipôle électrique constitué d'une charge positive et d'une charge négative séparée d'une longueur ℓ (Figure 1.6).

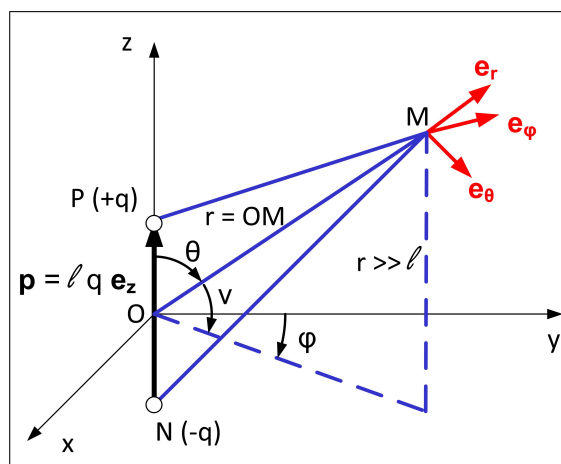


FIGURE 1.6 – Schéma d'explication du dipôle électrique.

On définit ensuite le moment dipolaire électrique d'un dipôle qui est donné par : $\vec{p}_0 = q\vec{NP} = q\ell\vec{e}_z$ avec q la charge élémentaire. La loi de Coulomb nous donne le potentiel électrique en un point M éloigné du dipôle :

$$V(M) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{PM} - \frac{1}{NM} \right] \quad (1.2)$$

en exprimant PM et NM avec les notations de la figure 1.6 on obtient :

$$V(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p_0 \cos \theta}{r^2} \quad (1.3)$$

Le champ électrique associé à ce potentiel est donné par $\vec{E}(M) = -\vec{grad}_M(V)$, on obtient alors :

$$\vec{E}(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{2p_0 \cos \theta}{r^3} \vec{e}_r + \frac{p_0 \sin \theta}{r^3} \vec{e}_\theta \right] \quad (1.4)$$

Si maintenant ce dipôle est soumis à un rayonnement électromagnétique ($\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t}$) en notation complexe, avec $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ la pulsation du rayonnement de longueur d'onde ($\lambda \gg \ell$), le moment dipolaire du dipôle oscille à la même fréquence que le rayonnement : $\vec{p} = \vec{p}_0 e^{j\omega t}$. On peut définir alors trois distances caractéristiques, celle rattachée à la dimension du dipôle (ℓ), la longueur d'onde de l'onde incidente (λ) et la distance à laquelle on étudie le rayonnement (r). Pour cette étude nous nous plaçons dans la zone du rayonnement, $r \gg \lambda \gg \ell$. Puisque nous nous plaçons à une certaine distance (r) du dipôle pour étudier le rayonnement, il faut prendre en compte le retard du parcours de l'onde sur la distance r . On résout les équations de Maxwell par les potentiels retardés (ou potentiels de Liénard-Wiechert).

Pour le potentiel scalaire :

$$V(M, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_V \frac{\rho(P, t - \frac{PM}{c}) d\tau}{PM} \quad (1.5)$$

Pour le potentiel vecteur :

$$\vec{A}(M, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{\vec{j}(P, t - \frac{PM}{c}) d\tau}{PM} \quad (1.6)$$

En se plaçant dans la zone de rayonnement on peut simplifier ces expressions en écrivant : $\frac{1}{PM} \approx \frac{1}{r}$ et $\frac{PM}{c} \approx \frac{r}{c}$. On rappelle de plus que $\vec{j} = q\vec{v} = \frac{d\vec{p}}{dt}$ et $q = \rho d\tau$.

On peut donc exprimer dans la zone de rayonnement les potentiels sous la forme :

$$\underline{V}(M, t) \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} p_0 \frac{i\omega \cos \theta}{c} \frac{1}{r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (1.7)$$

$$\vec{A}(M, t) \approx \frac{\mu_0}{4\pi} p_0 \frac{i\omega}{r} e^{i(\omega t - kr)} \vec{e}_z \quad (1.8)$$

Par les relations liants les champs électriques et magnétiques aux potentiels

($\vec{E} = -\vec{grad}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ et $\vec{B} = \vec{rot} \vec{A}$), on obtient :

$$\vec{E} = -\frac{\mu_0}{4\pi} p_0 \frac{\omega^2}{r} \sin \theta e^{i(\omega t - kr)} \vec{e}_\theta \quad (1.9)$$

$$\vec{B} = -\frac{\mu_0}{4\pi} p_0 \frac{\omega^2}{cr} \sin \theta e^{i(\omega t - kr)} \vec{e}_\phi \quad (1.10)$$

Analysons maintenant la structure de cette onde rayonnée :

- Cette onde électromagnétique est anisotrope, l'émission est directive en $\sin \theta$.
- C'est une onde qui a localement une structure d'onde plane progressive se propageant à la vitesse c le long de \vec{e}_r et transversale (\vec{E} et \vec{B} sont perpendiculaires à \vec{e}_r).
- L'amplitude des champs décroît en $\frac{1}{r}$.
- L'onde rayonnée est polarisée linéairement.

La figure 1.7 représente l'onde électromagnétique dans la zone de rayonnement, à grande distance du dipôle oscillant.

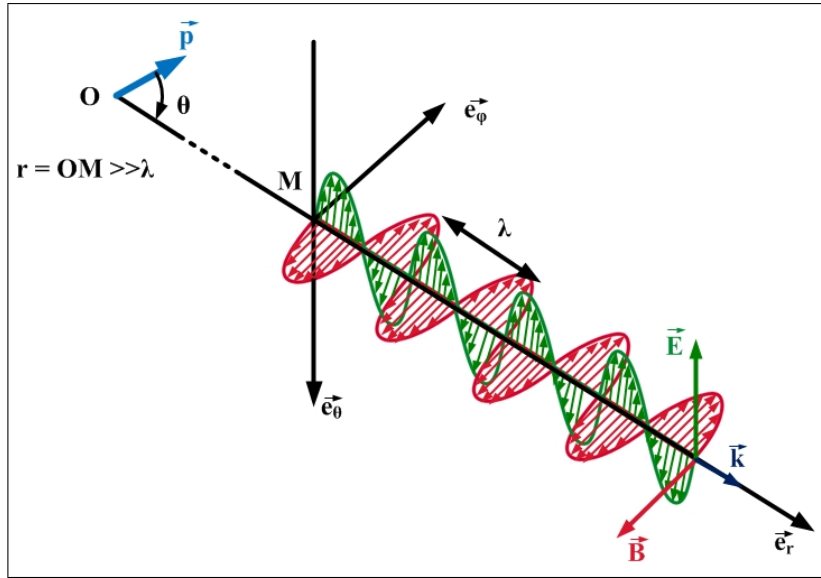


FIGURE 1.7 – Schématisation de l'onde électromagnétique rayonnée dans la zone de rayonnement.

Le flux d'énergie rayonné est donné par le vecteur de Poynting : $\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0}$. Le calcul nous donne une valeur moyenne du vecteur de Poynting égale à

$$\langle \vec{\Pi}(M, t) \rangle = \frac{\mu_0}{32\pi^2 c} \frac{p_0^2 \omega^4}{r^2} \sin^2 \theta \vec{e}_r \quad (1.11)$$

De par la dépendance en $\sin^2 \theta$ de la valeur moyenne du vecteur de Poynting, il apparaît que le rayonnement dipolaire est anisotrope, maximal pour $\theta = \frac{\pi}{2}$ et nul dans la direction de polarisation du dipôle. On représente cette valeur moyenne par un diagramme polaire dans un plan méridien (Figure 1.8)

La puissance moyenne totale rayonnée dans tout l'espace correspond au flux du vecteur de Poynting à travers une sphère de rayon r centrée sur le dipôle : $P = \iint_S \langle \vec{\Pi} \rangle \cdot d\vec{S}$.

Après calcul, on obtient :

$$P = \frac{\mu_0 p_0^2 \omega^4}{12\pi c} \quad (1.12)$$

On remarque que la puissance totale rayonnée ne dépend pas de la distance d'observation r . On peut assurer alors que la décroissance en $\frac{1}{r}$ de l'amplitude des

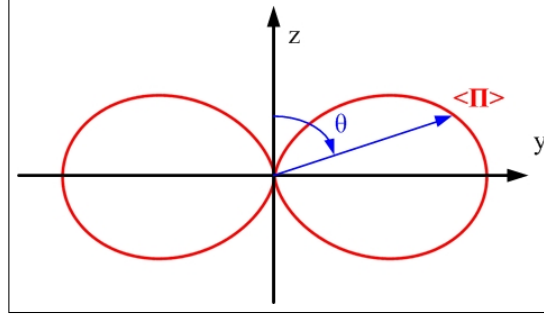


FIGURE 1.8 – Représentation du vecteur de Poynting de l'onde rayonnée.

champs n'est pas due à une absorption de l'énergie mais à la "dilution" de l'énergie des champs dans l'espace. Un autre résultat important de ce calcul est la dépendance en ω^4 de la puissance totale rayonnée, c'est une caractéristique importante de la diffusion de Rayleigh.

Si on exprime la puissance moyenne totale rayonnée par un dipôle oscillant (Eq 1.12) en fonction de l'accélération de la charge :

En notation complexe $\underline{\vec{p}} = \vec{p}_0 e^{j\omega t}$, avec $\vec{p}_0 = q\ell\vec{e}_z$.

La dérivée seconde en temps de $\underline{\vec{p}}$ est notée $\ddot{\underline{\vec{p}}}$.

$$\ddot{\underline{\vec{p}}} = -\omega^2 \underline{\vec{p}} = q\ddot{\underline{z}} \text{ or,}$$

$$|\ddot{\underline{z}}| = \sqrt{2} \langle a \rangle, (\langle a \rangle \text{ étant la moyenne quadratique de l'accélération})$$

$$\text{On a donc : } -\omega^2 p_0 = q\sqrt{2} \langle a \rangle$$

On obtient la relation de Larmor :

$$P = \frac{\mu_0 q^2 \langle a \rangle^2}{6\pi c} \quad (1.13)$$

Par extension, on peut dire que toute charge accélérée libère de l'énergie par rayonnement électromagnétique, cette relation est valable pour une particule non relativiste.

Revenons maintenant à notre problème de diffusion d'une onde électromagnétique par un électron du cortège électronique. Il faut considérer un atome comme un dipôle électrique, la charge positive étant le noyau, la charge négative le cortège d'électrons (modèle de l'antenne). L'onde électromagnétique arrivant sur l'atome fait osciller le dipôle qui à son tour émet un rayonnement de la même fréquence que le rayonnement incident. Pour démontrer cela, on part du modèle de l'électron élastiquement lié à l'atome. Dans le cadre de la mécanique classique, chaque électron est modélisé comme un oscillateur harmonique amorti. Il est alors soumis à différentes forces :

- Une force de rappel $-m_e \omega_0^2 \vec{r}$ produite par le noyau et les autres électrons, typiquement $\omega_0 \approx 10^{16} \text{ rad/s}$. Elle est plus ou moins importante suivant le degré de liaison de l'électron à l'atome.

- Une force de frottement fluide qui rend compte des divers amortissements du milieu $-m_e\Gamma\dot{\vec{r}}$, typiquement $\Gamma \approx 10^8 \text{ rad/s}$.
- La force de Lorentz due au champ électrique dans lequel baigne l'électron $-e\vec{E}$ (on considère un électron non relativiste, en conséquence la force magnétique est négligeable devant la force électrique). Pour une onde plane monochromatique polarisée linéairement, $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t)$.

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'électron s'écrit :

$$m_e\ddot{\vec{r}} = -m_e\omega_0^2\vec{r} - m_e\Gamma\dot{\vec{r}} - e\vec{E} \quad (1.14)$$

On calcule la trajectoire de l'électron dans le régime harmonique forcé ($\vec{r} = \vec{r}_0 \cos(\omega t)$) en passant par la représentation complexe :

$$\underline{\vec{r}} = -\frac{e\vec{E}_0 e^{j\omega t}}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega)} \quad (1.15)$$

Le moment dipolaire du dipôle oscillant généré par le couple électron-noyau est donné par :

$$\underline{\vec{p}} = \frac{e^2\vec{E}_0 e^{j\omega t}}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 + j\Gamma\omega)} \quad (1.16)$$

On en déduit la puissance rayonnée par ce dipôle d'après l'équation 1.12 :

$$\langle P \rangle = \frac{\mu_0 \omega^4}{12\pi c} \left(\frac{e^4 E_0^2}{m_e^2 ((\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\Gamma\omega)^2)} \right) \quad (1.17)$$

Plusieurs cas se présentent alors en fonction des valeurs de ω_0 et ω .

- Si $\omega \approx \omega_0$, la diffusion est résonnante, la taille des particules est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de l'onde incidente, on l'appelle aussi la diffusion de Mie, elle explique la couleur blanche des nuages qui sont constitués de particules d'eau de la taille de la longueur d'onde du visible.

- Si $\omega \ll \omega_0$, $\langle P \rangle = \frac{\mu_0}{12\pi c} \frac{e^4 E_0^2}{m_e^2} \frac{\omega^4}{\omega_0^4}$, la puissance rayonnée varie en ω^4 , c'est la diffusion de Rayleigh, les longueurs d'onde les plus faibles (le bleu du spectre visible) sont davantage diffusées par les atomes de l'atmosphère que les grandes longueurs d'ondes.

- Si $\omega \gg \omega_0$, le principe fondamental de la dynamique devient :

$$m_e\ddot{\vec{r}} = -e\vec{E} \quad (1.18)$$

On a alors pour le moment dipolaire :

$$\underline{\vec{p}} = \frac{-e^2\vec{E}_0 e^{j\omega t}}{m_e\omega^2} \quad (1.19)$$

La puissance rayonnée par le dipôle devient :

$$\langle P \rangle = \frac{\mu_0 \omega^4}{12\pi c} \left(\frac{e^2 E_0}{m_e \omega^2} \right)^2 \quad (1.20)$$

puis en simplifiant,

$$\langle P \rangle = \frac{\mu_0 e^4 E_0^2}{12\pi m_e^2 c} \quad (1.21)$$

Si on exprime la puissance totale rayonnée en fonction de la puissance moyenne surfacique de l'onde incidente $\langle P_{incidente} \rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c}$, on obtient :

$$\langle P \rangle = \langle P_{incidente} \rangle \frac{\mu_0^2 e^4}{6\pi m_e^2} \quad (1.22)$$

Le terme proportionnel à $\langle P_{incidente} \rangle$ est donc un terme homogène à une surface, c'est la section efficace de diffusion de l'onde par la particule.

Or on a, $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$ d'où :

$$\langle P \rangle = \langle P_{incidente} \rangle \frac{e^4}{6\pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^4} \quad (1.23)$$

En regroupant certains termes, on peut écrire :

$$\langle P \rangle = \langle P_{incidente} \rangle \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 = \langle P_{incidente} \rangle \frac{8\pi}{3} (r_e)^2 \quad (1.24)$$

avec r_e le rayon classique de l'électron. Cette constante $\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} (r_e)^2$ est la section efficace Thomson, $\sigma_{Th} = 0,665 \text{ barn} = 0,665 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$.

Dans le cas, $\omega \gg \omega_0$, c'est-à-dire pour des électrons très peu liés à un atome (quasiment libres) ou pour une longueur d'onde faible, on observe la diffusion Thomson. Une onde électromagnétique arrivant sur un atome est diffusée avec la même énergie que l'onde incidente.

On peut aller plus en détails dans le raisonnement de ce cas particulier. On va regarder ce que donne la puissance détectée sur un détecteur dont l'ouverture est vue sous l'angle solide $d\Omega$ à partir du point O et dont la surface de détection est $r^2 d\Omega$. On repart de la définition du vecteur de Poynting $\left(\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right)$, on voit que l'on peut écrire :

$$\vec{\Pi} = \frac{E^2}{c\mu_0} \vec{e}_r \quad (1.25)$$

La puissance détectée dP sur la surface $dS = r^2 d\Omega$ est donnée par :

$$dP = \vec{\Pi} d\vec{S} = \frac{E^2}{c\mu_0} r^2 d\Omega \quad (1.26)$$

En remplaçant E par sa valeur dans (Equ.1.9) :

$$dP = \frac{\mu_0}{c} \left(\frac{p_0 \omega^2}{4\pi} \right)^2 \sin^2 \theta d\Omega \quad (1.27)$$

puis p_0 par sa valeur dans (Equ.1.19) :

$$dP = \frac{\mu_0}{c} \left(\frac{e^2}{4\pi m_e} \right)^2 E_0^2 \sin^2 \theta d\Omega \quad (1.28)$$

Après quelques substitutions grâce à $c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$, on obtient :

$$dP = \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \frac{E_0^2}{c \mu_0} \sin^2 \theta d\Omega \quad (1.29)$$

On reconnaît : $r_e = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e c^2}$ le rayon de l'électron. Ainsi en comparant avec (Equ.1.26), on remarque que $r_e^2 \sin^2 \theta d\Omega$ est homogène à une surface, cette quantité représente la section efficace de diffusion dans l'angle solide $d\Omega$.

$$d\sigma_{\text{eff}} = r_e^2 \sin^2 \theta d\Omega \quad (1.30)$$

L'angle θ est l'angle entre la direction de diffusion et la direction du champ électrique \vec{E} (Figure 1.6). En écrivant que $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$ pour l'axe polaire z et en intégrant sur $d\theta$ de 0 à π et sur $d\phi$ de 0 à 2π , on retrouve la section efficace totale $\sigma_{\text{Th}} = \frac{8\pi}{3} (r_e)^2$.

Dans le cas où l'onde incidente n'est pas polarisée, $d\sigma_{\text{eff}}$ est donnée par la moyenne de (Equ.1.30) sur toutes les directions du vecteur \vec{E} , on peut exprimer $\cos \theta = \sin v \cos \phi$ où v est l'angle entre la direction de l'onde incidente et la direction de l'onde diffusée et ϕ l'azimut de l'onde de diffusion. La moyenne sur toutes les directions du vecteur \vec{E} est la moyenne sur l'angle ϕ , ainsi :

$$\sin^2 \theta = 1 - \frac{\sin^2 v}{2} = \frac{1 + \cos^2 v}{2} \quad (1.31)$$

On trouve donc pour la section efficace de diffusion pour une onde non polarisée :

$$d\sigma_{\text{eff}} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 v) d\Omega \quad (1.32)$$

Ce paragraphe sur la diffusion élastique d'un photon sur un électron d'un atome a permis de mettre en parallèle la diffusion Rayleigh et la diffusion Thomson. Il a permis de montrer également que toute charge accélérée rayonne. C'est la relation de Larmor qui exprime la puissance rayonnée en fonction de l'accélération de la particule chargée. Ce concept sera repris plusieurs fois au cours de ce mémoire.

II.3 La diffusion Compton

La diffusion Compton est la diffusion d'un photon sur un électron. C'est un phénomène qui concerne les électrons des couches externes de l'atome et peut concerner également des électrons libres. Le photon incident perd une partie de son énergie pour mettre en

mouvement un électron de la couche externe de l'atome. Une partie négligeable de l'énergie du photon incident sert à rompre la liaison électron-atome, le reste est réparti entre les électrons et les photons diffusés. L'atome est ionisé, ainsi c'est une diffusion considérée comme inélastique. Arthur Holly Compton découvrit l'effet Compton en 1922 [11]. Il montre que contrairement à ce que prédit la théorie classique de la diffusion Thomson d'une onde électromagnétique sur un atome, des rayons X durs ou des rayons γ qui traversent une fine couche de matière d'éléments légers ont une longueur d'onde plus grande que celle de l'onde incidente.

Pour connaître la variation d'énergie du photon due à la collision, on utilise la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de l'énergie du système.

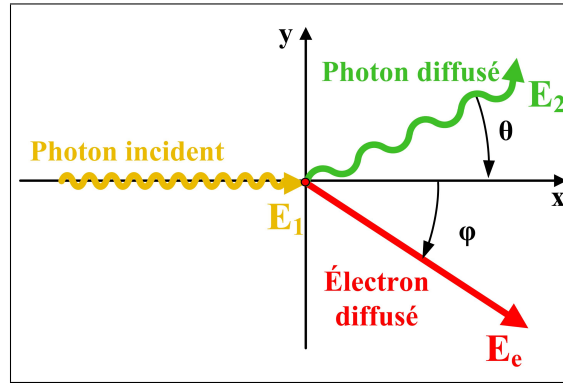


FIGURE 1.9 – Schéma de la diffusion Compton, collision d'un photon avec un électron au repos.

On considère un photon d'énergie E_1 entrant en collision avec un électron au repos d'énergie $m_e c^2$. Ce photon est diffusé avec une énergie E_2 dans une direction faisant un angle θ avec sa direction d'origine. L'électron impacté est mis en mouvement avec une énergie E_e dans une direction faisant un angle ϕ avec la direction du photon incident (Figure 1.9). Si on écrit la conservation de la quantité de mouvement du système, on a pour l'axe x :

$$p_1 = p_2 \cos \theta + p_e \cos \phi \quad (1.33)$$

et pour l'axe y :

$$0 = p_2 \sin \theta - p_e \sin \phi \quad (1.34)$$

avec \vec{p}_1 la quantité de mouvement du photon incident, $E_1 = p_1 c$,
 \vec{p}_2 la quantité de mouvement du photon diffusé, $E_2 = p_2 c$,
et \vec{p}_e la quantité de mouvement de l'électron, $E_e = p_e c$.

Grâce à quelques manipulations algébriques, on obtient :

$$p_e^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos \theta \quad (1.35)$$

La conservation de l'énergie du système s'écrit :

$$E_1 + m_e c^2 = E_2 + E_e \quad (1.36)$$

En mécanique relativiste, l'énergie de l'électron diffusé E_e est donnée par $E_e^2 = m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2$, on a alors :

$$p_1 c + m_e c^2 = p_2 c + \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2} \quad (1.37)$$

En isolant p_e dans (Equ. 1.35) et dans (Equ. 1.37) et en soustrayant les deux équations on obtient :

$$p_1 p_2 (1 - \cos \theta) = m_e c (p_1 - p_2) \quad (1.38)$$

En écrivant maintenant que la quantité de mouvement d'un photon est inversement proportionnelle à la longueur d'onde, $p = \frac{h}{\lambda}$, l'équation 1.38 devient :

$$\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (1.39)$$

Le facteur $\frac{h}{m_e c}$ est appelé "longueur d'onde Compton : λ_c " et vaut $0,024 \cdot 10^{-10}$ m.

Si maintenant on traduit l'équation 1.39 en énergie, en utilisant l'égalité : $E = \frac{hc}{\lambda}$, on a pour l'énergie du photon diffusé :

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.40)$$

On remarque alors que si $\frac{E_1}{m_e c^2} \ll 1$ c'est-à-dire que si l'énergie du photon incident est petite devant l'énergie de l'électron au repos (511 keV), on a alors $E_2 \sim E_1$, il n'y a pas de changement d'énergie entre les deux photons, on se retrouve dans un régime de diffusion Thomson. On peut calculer également l'énergie de l'électron diffusé en utilisant l'équation (1.36).

$$E_e = E_1 \frac{\frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.41)$$

L'énergie de l'électron est maximale pour $\theta = \pi$ et dans ce cas, la variation de la longueur d'onde entre le photon incident et le photon diffusé est de l'ordre de $2\lambda_c$. Le photon est rétro-diffusé et l'énergie de l'électron diffusé est égale à :

$$E_e = E_1 \frac{\frac{2E_1}{m_e c^2}}{1 + \frac{2E_1}{m_e c^2}} \quad (1.42)$$

Regardons maintenant comment se calcule la section efficace de la diffusion Compton.

À partir de la théorie de l'électrodynamique quantique [12] on exprime la section efficace différentielle de la diffusion en déterminant son amplitude. On exprime généralement l'amplitude avec des quantités invariantes appelées variables de Mandelstam [13]. Les diagrammes de Feynman (Figure 1.10) sont une représentation graphique de l'amplitude d'un processus.

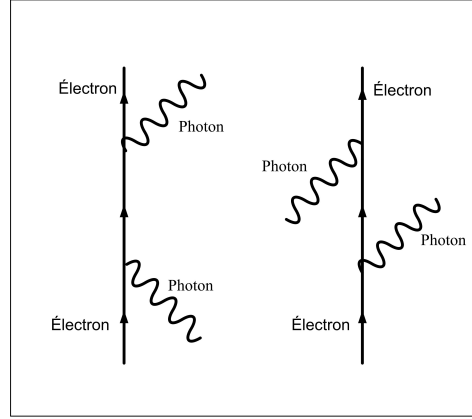


FIGURE 1.10 – Diagramme de Feynman de la diffusion Compton.

Utiliser les quantités invariantes, permet de déterminer facilement la section efficace par l'intermédiaire des paramètres de collision dans n'importe quel référentiel concret.

$$d\sigma_{\text{eff}} = 8\pi r_e^2 \frac{m^2}{(s-m^2)^2} \left\{ \left(\frac{m^2}{s-m^2} + \frac{m^2}{u-m^2} \right)^2 + \left(\frac{m^2}{s-m^2} + \frac{m^2}{u-m^2} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{s-m^2}{u-m^2} + \frac{u-m^2}{s-m^2} \right) \right\} dt \quad (1.43)$$

Pour la diffusion Compton, on exprime les quantités invariantes sous cette forme :

$$s - m^2 = 2m_e c^2 E_1 \quad (1.44)$$

$$u - m^2 = -2m_e c^2 E_2 \quad (1.45)$$

$$t = -2E_1 E_2 (1 - \cos \theta) \quad (1.46)$$

Pour une énergie donnée, on écrit à l'aide de Equ.(1.39) :

$$dt = 2E_2^2 d\cos \theta = \frac{1}{\pi} E_2^2 d\Omega \quad (1.47)$$

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (1.48)$$

En reportant ces expressions dans Equ. 1.43, on obtient la section efficace de Klein et Nishina [14] pour des photons et des électrons non polarisés sans prendre en compte la polarisation des photons et électrons diffusés :

$$d\sigma_{\text{eff}} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E_2}{E_1} \right)^2 \left(\frac{E_1}{E_2} + \frac{E_2}{E_1} - \sin^2 \theta \right) d\Omega \quad (1.49)$$

Étant donné que θ et donc $d\Omega$ sont liés à E_2 par Equ. (1.40), on peut facilement exprimer la section efficace partielle en énergie :

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{dE_2} = \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1^2} \left[\frac{E_2}{E_1} + \frac{E_1}{E_2} + \left(\frac{m_e c^2}{E_2} - \frac{m_e c^2}{E_1} \right)^2 - 2m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1} \right) \right] \quad (1.50)$$

Ceci n'est valable que pour E_2 compris entre $\frac{E_1}{1 + 2\frac{E_1}{m_e c^2}}$ et E_1 . Par contre, si on regarde ce qu'il se passe lorsque $E_1 \ll m_e c^2$ c'est-à-dire $E_2 \sim E_1$:

$$d\sigma_{\text{eff}} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) d\Omega \quad (1.51)$$

On retrouve le résultat obtenu avec le raisonnement de la physique classique non relativiste. L'expression de Thomson est une approximation des expressions de la théorie de l'électrodynamique quantique dans la limite des basses énergies.

En insérant Equ. (1.40) dans Equ. (1.43), on peut éliminer E_2 et exprimer la distribution angulaire de la diffusion :

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{\left[1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right]^2} \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{E_1}{m_e c^2} \right)^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta) \left[1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right]} \right\} \quad (1.52)$$

En intégrant sur tous les angles, on obtient la section efficace totale :

$$\sigma_{\text{eff}} = \pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_1} \left\{ \left[1 - \frac{2 \left(\frac{E_1}{m_e c^2} + 1 \right)}{\left(\frac{E_1}{m_e c^2} \right)^2} \right] \ln \left(2 \frac{E_1}{m_e c^2} + 1 \right) + \frac{1}{2} + \frac{4m_e c^2}{E_1} - \frac{1}{2 \left(2 \frac{E_1}{m_e c^2} + 1 \right)^2} \right\} \quad (1.53)$$

Dans le cas $\frac{E_1}{m_e c^2} \ll 1$ les premiers termes du développement limité de Equ. (1.53) donnent :

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{8\pi r_e^2}{3} \left(1 - \frac{E_1}{m_e c^2} \right) \quad (1.54)$$

On obtient la section efficace Thomson, $\sigma_{\text{Th}} = \frac{8\pi r_e^2}{3}$.

La figure 1.11 nous montre que lors de la diffusion Compton de photons de faible énergie par rapport à l'énergie de l'électron au repos, $m_e c^2 = 0,511$ keV, la section efficace admet un minimum en $\theta = \frac{\pi}{2}$, il y a autant de photons diffusés vers l'avant $\theta = 0$ que vers l'arrière $\theta = \pi$. C'est le résultat classique de la diffusion Thomson. Par contre, si

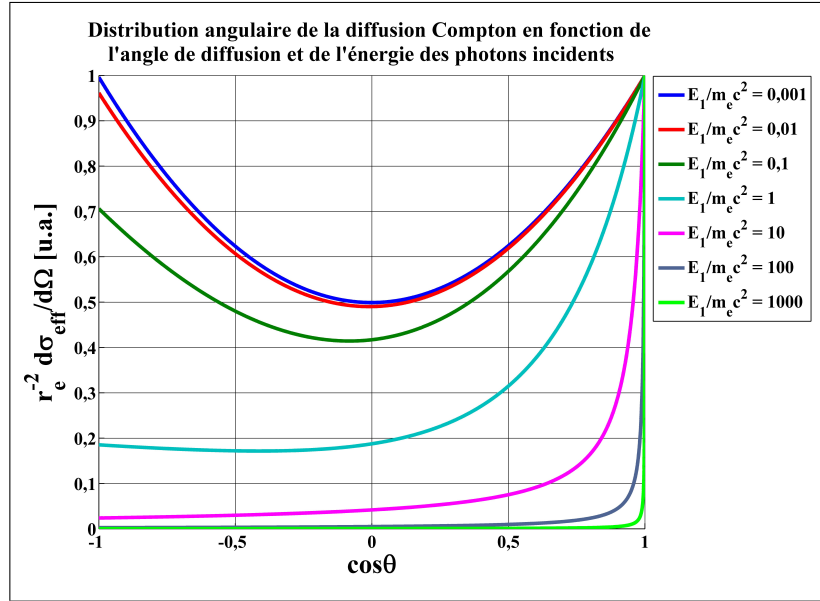


FIGURE 1.11 – Distribution angulaire de la diffusion Compton en fonction de l'angle de diffusion θ et de l'énergie des photons incidents.

l'énergie des photons incidents est plus élevée que l'énergie de l'électron au repos, les photons sont préférentiellement diffusés vers l'avant.

La diffusion Compton est un phénomène majeur dans la physique des détecteurs. L'atténuation des photons dans la matière est dominée par cet effet dans la gamme 400 keV-5 MeV.

II.4 La création de paires électrons-positrons ou matérialisation

Un photon dont l'énergie est supérieure à $2m_e c^2 = 1,022$ MeV crée aux alentours d'un noyau une paire d'électron-positron. Le positron étant l'antiparticule associée à l'électron, il va s'annihiler, une fois ralenti, avec un électron du milieu et produire deux photons d'annihilation de 511 keV à 180° l'un de l'autre. La détection de ces deux photons est la signature de la matérialisation du photon d'origine. L'atténuation des photons dans la matière est dominée par cet effet pour des photons d'énergie supérieure à 10 MeV. Ce mécanisme est à la base du fonctionnement de la Tomographie par Émission de Positrons (TEP) très utilisée en imagerie médicale.

III La production de rayonnement X par diffusion Compton

III.1 Explication de texte

Différents intitulés sont utilisés pour parler de la diffusion Compton avec des électrons relativistes. L'idée dans ce paragraphe est de donner quelques explications aux termes utilisés. Chaque définition correspond à un principe physique de base pouvant expliquer le

phénomène. En fonction des énergies et des puissances impliquées, du principe expérimental utilisé ou des connaissances en physique du scientifique, on pourra utiliser tel ou tel calcul. Grâce à la dualité onde-particule, deux aspects sont possibles, l'aspect particulaire et l'aspect ondulatoire.

III.1.a L'aspect particulaire

La diffusion Compton est la diffusion d'un faisceau de particules sur un autre. On a vu dans les paragraphes précédents que dans le cas d'une diffusion élastique d'un photon sur un électron (plus connue sous le nom de diffusion Rayleigh), ou dans le cas de la diffusion Compton, si l'énergie du photon incident est très inférieure à l'énergie de l'électron on est dans le cas particulier de la diffusion Thomson. Dans ce mémoire, on étudie l'interaction entre un laser émettant dans le vert et un faisceau d'électrons, l'énergie du photon est de l'ordre de l'électron-volt, très inférieure à l'énergie des électrons au repos (511 keV) on est donc dans le cas de la diffusion Thomson. Ainsi dans le référentiel de l'électron au repos, il n'y a pas de changement de fréquence du photon diffusé. Par contre, puisqu'on étudie l'interaction des photons laser avec des électrons relativistes, il faut prendre en compte le changement de référentiel. En passant du référentiel de l'électron au référentiel du laboratoire (celui qui nous intéresse pour la détection des photons X) on observe alors un changement de fréquence du photon diffusé dû à l'effet Doppler relativiste. Le processus physique est donc celui de la diffusion Compton avec une configuration cinématique particulière. Pour décrire simplement cette configuration particulière, un qualificatif est souvent employé : "inverse". On parle de diffusion Compton "inverse" dans le sens où le changement de fréquence se fait vers les fréquences les plus hautes, le photon gagne en énergie au dépend de l'énergie de l'électron. On retrouve cette expression néologique dans de nombreuses publications dans le monde. On emploie aussi le terme de rétro-diffusion Compton/Thomson car le photon est diffusé vers l'arrière (d'où il vient) et non pas vers l'avant comme dans le cas général de la diffusion Compton.

III.1.b L'aspect ondulatoire

Cet aspect est davantage étudié par les physiciens spécialistes des Lasers à Électrons Libres (LEL) ou du rayonnement synchrotron puisque le principe physique est le même. Il est également utilisé lorsque la puissance surfacique du laser est grande, car, dans ce cas, le mécanisme d'interaction n'est plus linéaire. Dans cette théorie, le laser est vu comme un champ électromagnétique, on étudie alors le rayonnement produit par les électrons dans le champ électromagnétique du laser. L'analogie avec la physique du LEL ou du synchrotron réside dans la comparaison du laser avec un onduleur, on parle alors d'onduleur laser. Les termes utilisés sont rayonnement par onduleur laser ou synchrotron laser.

La diffusion Compton inverse est également un événement important en astrophysique : en astronomie des rayons X, il existe des théories de diffusion d'électrons relativistes sur des photons de faible énergie dans l'environnement des trous noirs. La diffusion Compton serait également à l'origine de l'effet Sunyaev-Zel'dovich [15].

III.2 Théorie de la diffusion Compton inverse d'un point de vue particulaire

III.2.a Calcul de l'énergie des photons diffusés

On considère l'interaction entre un faisceau d'électrons relativistes et un faisceau de photons laser émettant dans le visible. On a alors E_p , l'énergie du photon incident qui est très faible devant l'énergie de l'électron au repos : $\frac{E_p}{m_e c^2} \ll 1$. Le schéma de la figure 1.12 permet de visualiser les paramètres énergétiques et angulaires de l'interaction. On note E_e l'énergie du faisceau d'électrons incident, E_d l'énergie du faisceau d'électrons diffusé, ϕ l'angle de diffusion des électrons et E_X l'énergie du faisceau de photons diffusés. θ_1 est l'angle de collision entre les deux faisceaux incidents. $\alpha = \pi - \theta_1$, défini pour simplifier les calculs, est l'angle entre la direction du faisceau de photons incident et la direction du faisceau d'électrons. θ est l'angle de diffusion des photons diffusés par rapport à la direction du faisceau d'électrons, il correspond également à l'angle d'observation de l'interaction.

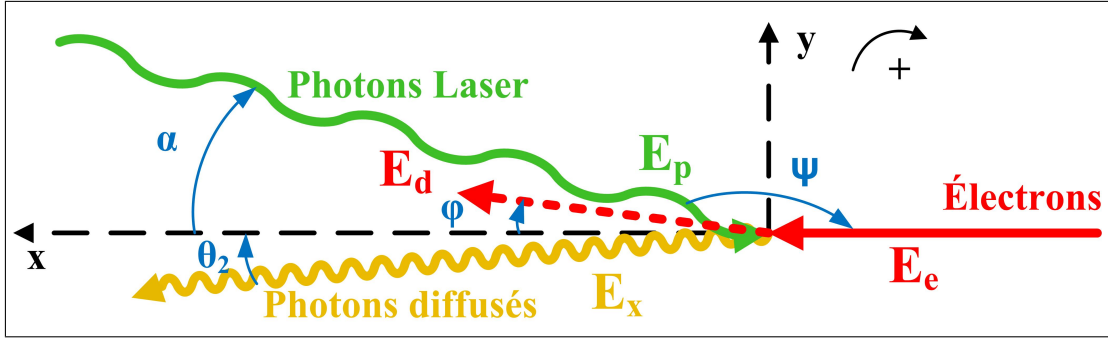


FIGURE 1.12 – Schéma représentant dans un plan les faisceaux, les énergies et les angles impliqués dans l'interaction.

Comme pour la théorie de la diffusion Compton, on commence par appliquer les principes de conservation d'énergie et de conservation de la quantité de mouvement dans le système.

En énergie :

$$E_e + E_p = E_d + E_X \quad (1.55)$$

En quantité de mouvement :

$$\vec{p}_e + \vec{p}_p = \vec{p}_d + \vec{p}_X \quad (1.56)$$

Projection sur l'axe x et sur l'axe y

$$p_e + p_p \cos \psi = p_d \cos \phi + p_X \cos \theta \quad (1.57)$$

$$-p_p \sin \psi = p_d \sin \phi - p_X \sin \theta \quad (1.58)$$

En isolant $\cos \phi$ et $\sin \phi$ et en écrivant que $\cos^2 \phi + \sin^2 \phi = 1$, on obtient :

$$p_d^2 = (p_e + p_p \cos \psi - p_X \cos \theta)^2 + (p_p \sin \psi - p_X \sin \theta)^2 \quad (1.59)$$

$$= p_e^2 + p_p^2 + p_X^2 + 2p_e(p_p \cos \psi - p_X \cos \theta) - 2p_p p_X \cos(\psi - \theta) \quad (1.60)$$

Or on a aussi : $E_e + E_p = E_d + E_X$ et comme l'électron est relativiste :
 $E_d^2 - p_d^2 c^2 = (m_e c^2)^2$ d'où :

$$p_d^2 c^2 = E_d^2 - (m_e c^2)^2 \quad (1.61)$$

$$= (E_e + E_p - E_X)^2 - (m_e c^2)^2 \quad (1.62)$$

$$= E_e^2 - (m_e c^2)^2 + E_p^2 + E_X^2 + 2E_e E_p - 2E_e E_X - 2E_p E_X \quad (1.63)$$

Les relations liant les paramètres énergétiques et les facteurs relativistes β et γ sont données pour les électrons par : $p_e^2 c^2 = \beta^2 \gamma^2 (m_e c^2)^2 = \beta^2 E_e^2$, pour les photons, $p_p c = E_p$.

On peut donc remplacer $E_e^2 - (m_e c^2)^2$ par $\beta^2 E_e^2$ dans Equ.(1.63). En multipliant Equ.(1.60) par c^2 , on peut remplacer $p_e c$ par βE_e , $p_p c$ par E_p et $p_X c$ par E_X .

En égalant Equ.(1.60) par c^2 et Equ.(1.63), on obtient :

$$2\beta E_e (E_p \cos \psi - E_X \cos \theta) - 2E_p E_X \cos(\psi - \theta) = \quad (1.64)$$

$$2E_e E_p - 2E_e E_X - 2E_p E_X \quad (1.65)$$

En simplifiant par 2 et en isolant E_X , on obtient l'énergie des photons diffusés en fonction des énergies des électrons et photons incidents et des angles de l'interaction :

$$E_X = \frac{E_p(1 - \beta \cos \psi)}{1 - \beta \cos \theta + \frac{E_p}{E_e}(1 - \cos(\psi - \theta))} \quad (1.66)$$

On peut également l'exprimer en fonction de l'angle $\alpha = \pi - \psi$:

$$E_X = \frac{E_p(1 + \beta \cos \alpha)}{1 - \beta \cos \theta + \frac{E_p}{E_e}(1 + \cos(\alpha + \theta))} \quad (1.67)$$

Dans le cas d'une collision frontale des faisceaux (configuration étudiée dans ce mémoire), l'angle α est proche de 0 :

$$E_X = \frac{E_p(1 + \beta)}{1 - \beta \cos \theta + \frac{E_p}{E_e}(1 + \cos(\theta))} \quad (1.68)$$

et que l'angle θ soit très petit, on peut alors développer le cosinus en $\cos \theta \sim 1 - \frac{\theta^2}{2}$:

$$E_X = \frac{E_p(1 + \beta)}{1 - \beta \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) + \frac{E_p}{E_e} \left(2 - \frac{\theta^2}{2}\right)} \quad (1.69)$$

On factorise par deux et en considérant que $\frac{\theta^2}{4} \ll 1$, on néglige le dernier terme du dénominateur ce qui donne :

$$E_X = \frac{E_p(1 + \beta)}{1 - \beta \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) + 2\frac{E_p}{E_e}} \quad (1.70)$$

Le faisceau d'électrons étant relativiste, $\beta \simeq 1$ on a donc $1 + \beta \simeq 2$ et comme $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \simeq 1$, on peut approximer β par $\beta \sim 1 - \frac{1}{2\gamma^2}$.

De plus, dans le cas de notre étude, $\frac{E_p}{E_e} \ll 1$, on obtient alors :

$$E_X = \frac{2E_p}{\frac{\theta^2}{2} + \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right)} \quad (1.71)$$

Le terme $\frac{\theta^2}{2}$ est négligeable devant 1, on obtient alors :

$$E_X = \frac{4\gamma^2 E_p}{1 + \theta^2 \gamma^2} \quad (1.72)$$

L'énergie maximale des photons diffusés pour $\theta = 0$ est donnée par ce résultat :

$$E_X^{max} = 4\gamma^2 E_p \quad (1.73)$$

L'énergie des photons diffusés est inversement proportionnelle à la longueur d'onde du faisceau laser incident et dépend du carré de l'énergie des électrons à travers le facteur γ relativiste¹.

Regardons maintenant comment varie l'énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de collision α et de l'angle de diffusion θ . Pour cela, on choisit de représenter les courbes en unité arbitraire en exprimant le rapport de l'énergie sur l'énergie maximale. Ces courbes ont cependant été tracées pour des valeurs d'énergie correspondant aux valeurs possibles sur l'installation ELSA (17 MeV pour les électrons, 2,33 eV pour les photons laser).

La figure 1.13 est la représentation de l'équation (1.70) pour $\theta = 0$, c'est-à-dire pour une observation du faisceau diffusé dans l'axe des électrons en faisant varier l'angle de collision des faisceaux incidents. Lorsque l'angle α augmente, l'énergie dans l'axe de la diffusion diminue, il est donc important d'avoir un angle α proche de 0 et ainsi se rapprocher d'une configuration de collision frontale.

1. Dans le cas d'une collision des faisceaux à 90° , $E_X^{max} = 2\gamma^2 E_p$

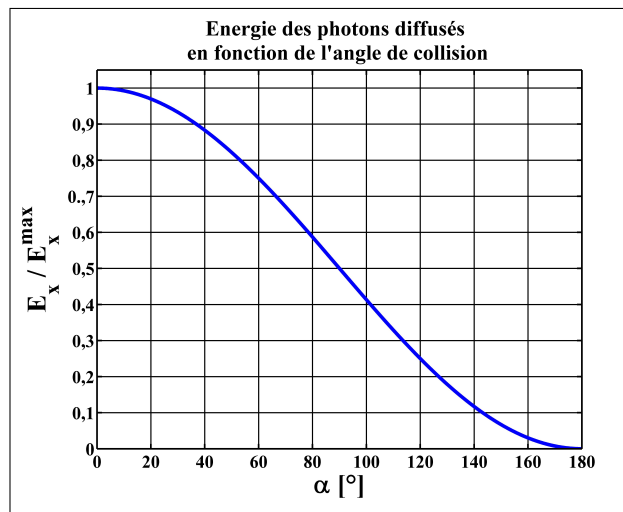


FIGURE 1.13 – Énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de collision des faisceaux incidents α .

La figure 1.14 montre la variation de l'énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de diffusion.

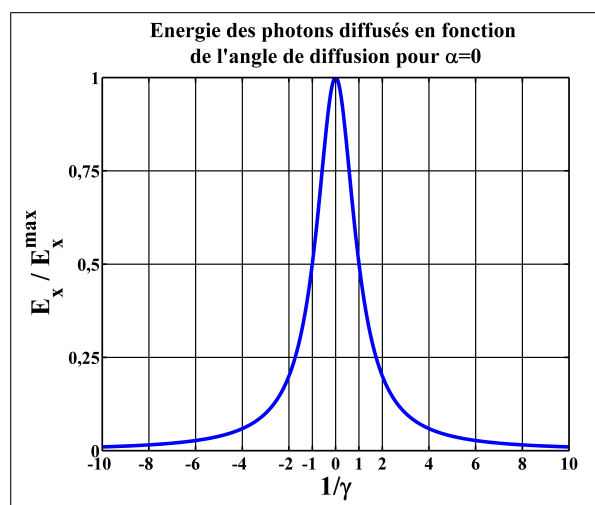


FIGURE 1.14 – Énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de diffusion θ exprimé en $1/\gamma$. Configuration de collision frontale $\alpha=0$.

L'énergie maximale est bien dans l'axe du faisceau d'électrons, pour $\theta = 0$, mais cette énergie diminue rapidement en fonction de l'angle de diffusion. La forme de la courbe est celle d'une fonction Lorentzienne, en témoigne d'ailleurs l'équation 1.72. La largeur à mi-hauteur, paramètre caractéristique d'une fonction Lorentzienne, est égale à $\frac{1}{\gamma}$.

III.2.b Distribution des photons diffusés

Pour avoir le nombre de photons diffusés, on cherche à exprimer la section efficace de l'interaction. On reprend la section efficace différentielle en fonction des quantités

invariantes Equ. (1.43) avec cette fois les invariants correspondant à la géométrie de la diffusion Compton inverse en fonction des angles donnés par la figure 1.12. Dans ce calcul, on considère que $\psi \simeq \pi$, $\theta \simeq 0$ et $\beta \simeq 1$.

$$s - m^2 = 2E_p E_e (1 - \beta \cos \psi) \quad (1.74)$$

$$u - m^2 = -2E_e E_X (1 - \beta \cos(\theta)) \quad (1.75)$$

$$t = -2E_p E_X (1 - \cos(\psi - \theta)) \quad (1.76)$$

En remplaçant ces expressions dans Equ. (1.43) et en combinant le résultat obtenu avec celui de l'énergie des photons diffusés en fonction des paramètres de l'interaction (Equ. (1.66)), on obtient pour des photons et des électrons non polarisés sans prendre en compte la polarisation des photons et électrons diffusés :

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{dt} = \pi r_e^2 \frac{(m_e c^2)^2}{8E_e^2 E_p^2} \left\{ \frac{(m_e c^2)^4}{4E_e^2 E_p^2} \left(\frac{E_X}{E_e - E_X} \right)^2 - \frac{(m_e c^2)^2}{E_e E_p} \left(\frac{E_X}{E_e - E_X} \right) + \frac{E_e - E_X}{E_e} + \frac{E_e}{E_e - E_X} \right\} \quad (1.77)$$

Pour des électrons de très haute énergie (supérieure à 1 GeV [10]), il faut considérer les effets de spin des électrons [16], [17]. La section efficace d'interaction en prenant en compte la polarisation des particules est donnée également dans [18].

Or, de Equ. (1.76), on obtient $dt = 2E_p E_X \cos \psi \, d\cos \theta = -2E_X^2 \, d\cos \theta$.

Pour un angle $d\theta$, l'angle solide correspondant est : $d\Omega = 2\pi \sin \theta \, d\theta$, on a alors $d\Omega = -2\pi \, d\cos \theta$, ainsi, $dt = \frac{E_X^2}{\pi} \, d\Omega$.

D'où, pour la section efficace différentielle,

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = r_e^2 \frac{(m_e c^2)^2 E_X^2}{8E_e^2 E_p^2} \left\{ \frac{(m_e c^2)^4}{4E_e^2 E_p^2} \left(\frac{E_X}{E_e - E_X} \right)^2 - \frac{(m_e c^2)^2}{E_e E_p} \left(\frac{E_X}{E_e - E_X} \right) + \frac{E_e - E_X}{E_e} + \frac{E_e}{E_e - E_X} \right\} \quad (1.78)$$

On peut exprimer ensuite la section efficace partielle en énergie :

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{dE_X} = \pi r_e^2 \frac{(m_e c^2)^2}{2E_e^2 E_p} \left\{ \frac{(m_e c^2)^4}{4E_e^2 E_p^2} \left(\frac{E_X}{E_e - E_X} \right)^2 - \frac{(m_e c^2)^2}{E_e E_p} \left(\frac{E_X}{E_e - E_X} \right) + \frac{E_e - E_X}{E_e} + \frac{E_e}{E_e - E_X} \right\} \quad (1.79)$$

En intégrant Equ. (1.77), on obtient la section efficace totale de l'interaction :

$$\sigma_{\text{eff}} = 2\pi r_e^2 \frac{E_e}{E_p} \left\{ \left(1 - \frac{4E_e}{E_p} - \frac{8E_e^2}{E_p^2} \right) \ln \left(1 + \frac{E_p}{E_e} \right) + \frac{1}{2} + \frac{8E_e}{E_p} - \frac{1}{2 \left(1 + \frac{E_p}{E_e} \right)^2} \right\} \quad (1.80)$$

Pour $\frac{E_p}{E_e} \ll 1$,

$$\ln \left(1 + \frac{E_p}{E_e} \right) \sim \frac{E_p}{E_e} - \frac{E_p^2}{2E_e^2} + \frac{E_p^3}{3E_e^3} - \frac{E_p^4}{4E_e^4}$$

$$\text{et } \frac{1}{\left(1 + \frac{E_p}{E_e} \right)^2} \simeq 1 - 2\frac{E_p}{E_e} + 3\frac{E_p^2}{E_e^2}$$

En simplifiant Equ. (1.80) par les expressions ci-dessus, on arrive à :

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{8\pi r_e^2}{3} \left(1 - \frac{E_p}{E_e} \right) \quad (1.81)$$

qui est équivalent à la section efficace Thomson : $\sigma_{\text{Th}} = \frac{8\pi}{3}(r_e)^2$ puisque $\frac{E_p}{E_e} \ll 1$.

Voyons maintenant comment se distribue la section efficace de l'interaction en fonction de l'angle de diffusion et de l'énergie. La section efficace différentielle intégrée en énergie sur chaque petit angle solide diminue rapidement en fonction de l'angle de diffusion (Figure 1.15). On verra dans la suite du mémoire que la comparaison des courbes théoriques de forme Lorentzienne et d'une courbe de forme gaussienne est pertinente.

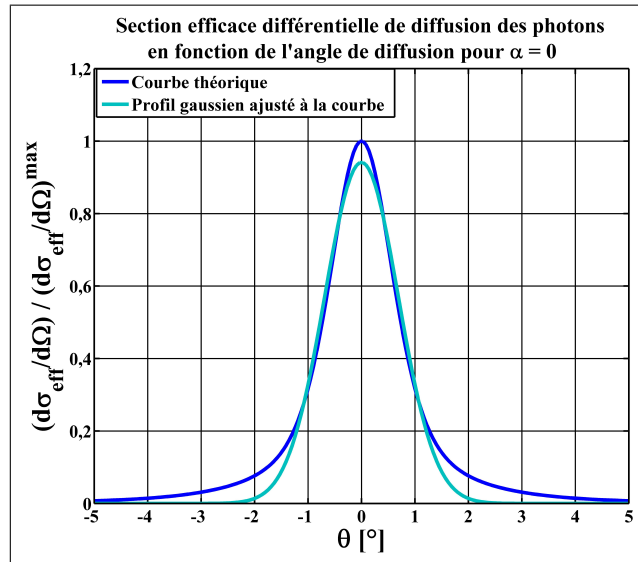


FIGURE 1.15 – Section efficace différentielle intégrée en énergie en fonction de l'angle de diffusion des photons pour un angle de collision de $\alpha = 0$.

En regardant maintenant comment varie la section efficace différentielle en fonction de l'énergie des électrons incidents (Figure 1.16) on remarque qu'en augmentant cette énergie et donc en augmentant le facteur γ relativiste $\left(\gamma = \frac{E_e + m_e c^2}{m_e c^2} \right)$, les courbes sont plus fines. La moyenne quadratique (Root Mean Square : rms) des profils gaussiens ajustés à ces courbes diminue.

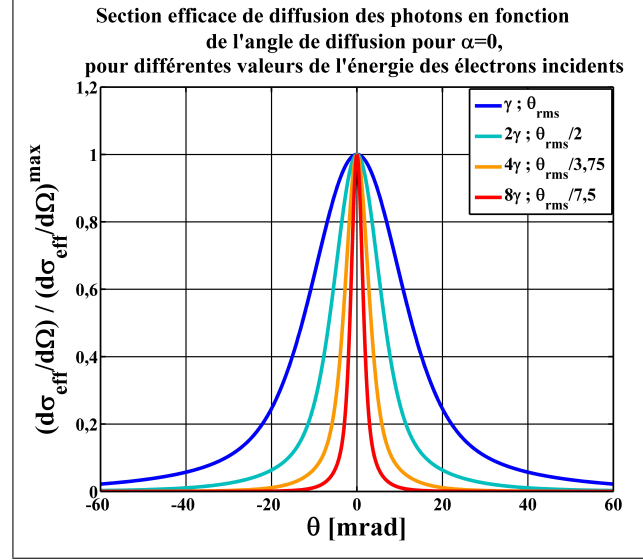


FIGURE 1.16 – Section efficace différentielle intégrée en énergie en fonction de l'angle de diffusion des photons pour un angle de collision de $\alpha=0$, pour une même énergie laser mais pour différentes énergies du faisceau d'électrons. Dans la légende, sont indiqués, le facteur γ relativiste, et la largeur rms θ_{rms} (en $\frac{1}{e}$) de la gaussienne adaptée à chaque courbe.

Le rétrécissement du cône de diffusion avec l'augmentation de l'énergie des électrons est dû à l'effet relativiste de contraction des longueurs. Si on regarde maintenant quelques valeurs de θ_{rms} pour différents γ , (Tableau 1.1),

γ	$\frac{1}{\gamma}$	θ_{rms} [mrad]	$\frac{1}{\gamma\theta_{rms}}$ [mrad ⁻¹]
34	0,03	0,012	2,4
50	0,02	0,01	2
80	0,013	0,0068	1,8
196	0,005	0,0028	1,8

TABLEAU 1.1 – Comparaison des valeurs de γ et θ_{rms} .

on remarque que la largeur rms des courbes est très proche de $\frac{1}{2\gamma}$.

Cette constatation amène à exprimer la section efficace différentielle en fonction de $\frac{1}{\gamma}$ (Figure 1.17).

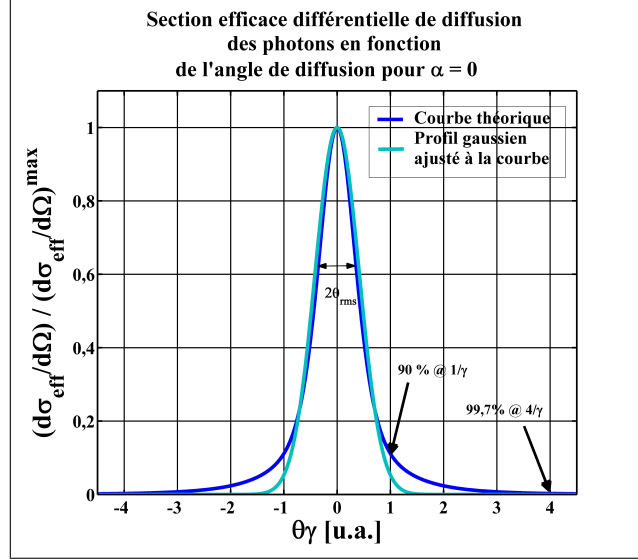


FIGURE 1.17 – Section efficace différentielle intégrée en énergie en fonction de $\frac{1}{\gamma}$.

La distribution des photons diffusés lors de la diffusion Compton inverse est anisotrope, l'axe principal d'émission est l'axe du faisceau d'électrons incident. On montre également que l'angle de diffusion correspondant à $\frac{1}{\gamma}$ est le demi-angle du cône d'émission contenant environ 90% du flux. La quasi-intégralité du flux (99,7%) est contenue dans un cône de demi-angle $\frac{4}{\gamma}$.

Pour confirmer cela, en se servant de l'équation donnant l'énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de diffusion, et en l'insérant dans le résultat donnant $\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega}$ en fonction de E_X (Equ. 1.78), on obtient pour une collision frontale ($\alpha = 0$) :

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}(\theta)}{d\Omega} = 4r_e^2\gamma^2 \frac{1 + (\gamma\theta)^4}{(1 + (\gamma\theta)^2)^4} \quad (1.82)$$

Le demi-angle du cône de rayonnement θ_c dans lequel les photons sont émis est défini par : $\sigma_{\text{eff}} \approx 2\pi\theta_c^2 \frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega}$. En égalant $\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{\text{Th}}$, on trouve que $\theta_c \approx \frac{1}{\sqrt{3}\gamma}$ pour un angle d'observation $\theta = 0$. Ce résultat est très proche de celui obtenu en calculant la largeur rms des gaussiennes ajustées aux courbes de la section efficace différentielle, notamment pour des valeurs de γ élevées (Tableau 1.1).

D'un point de vue expérimental, on s'intéresse à la répartition de l'intensité du flux en fonction de l'angle d'observation, exprimé par : $\frac{dI(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{eff}}(\theta)E_X(\theta)}{d\Omega}$. Ainsi,

$$\frac{dI(\theta)}{d\Omega} = 16r_e^2\gamma^4 \frac{1 + (\gamma\theta)^4}{(1 + (\gamma\theta)^2)^5} \quad (1.83)$$

En comparant les courbes de distribution de photons et d'intensité (Figure 1.18), on remarque que la distribution en intensité est plus étroite notamment pour les angles élevés. L'énergie des photons diffusés aux angles élevés étant plus faible que ceux diffusés au

centre du cône, le produit de l'énergie par la densité de photons réduit la taille de la courbe.

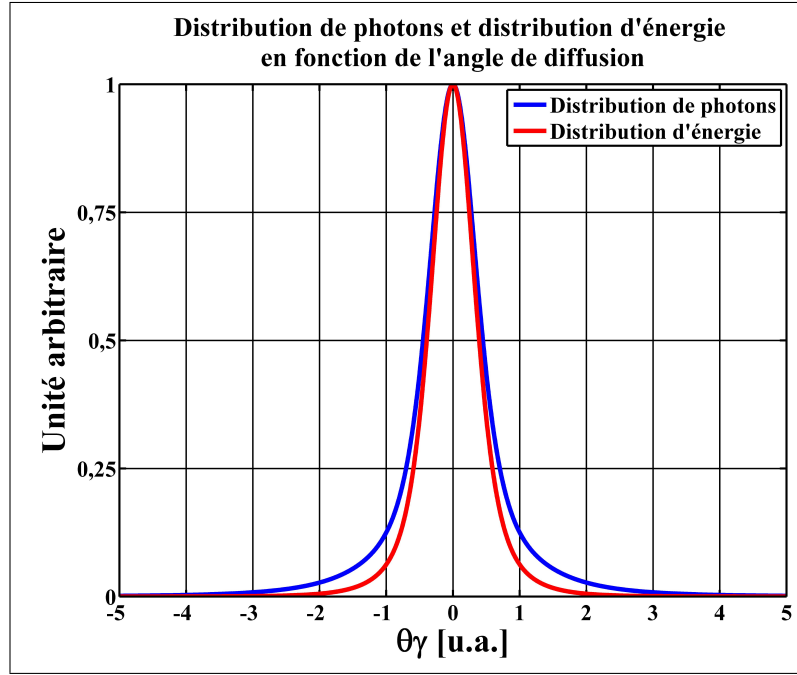


FIGURE 1.18 – Comparaison des courbes de distribution de photons et de distribution d'intensité en fonction de l'angle de diffusion exprimé en $1/\gamma$.

Le profil gaussien ajusté à la courbe de distribution d'intensité indique une largeur rms de l'ordre de $\frac{1}{2,8\gamma}$.

Cette taille de cône obtenue théoriquement ne reflète pas tout à fait la réalité. En effet, on considère dans cette théorie l'interaction entre deux particules, alors que dans le référentiel du laboratoire ces particules font partie d'un faisceau. Le cône de diffusion réel correspond donc à la convolution entre le cône calculé théoriquement et la dispersion angulaire des faisceaux au point d'interaction.

En différenciant $E_X = \frac{4\gamma^2 E_p}{1 + \theta^2 \gamma^2}$, on obtient pour $\theta = 0$:

$$\Delta\theta^2 = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta E_X}{E_X} \quad (1.84)$$

et pour des petites variations de θ , on peut approximer : $\theta \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\Delta E_X}{E_X}}$.

La contribution du faisceau d'électrons à l'élargissement du cône de diffusion est donnée par le terme :

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X} \right)_\epsilon = \frac{\epsilon_n^2}{\sigma_e^2} \quad (1.85)$$

Les termes ϵ_n et σ_e sont l'émittance géométrique (souvent exprimée en mm.mrad) et la taille du faisceau d'électrons au point d'interaction. Ils seront explicités ultérieurement. Le rapport $\frac{\epsilon_n}{\sigma_e}$ est bien homogène à un terme sans dimension.

On peut également ajouter la dispersion en énergie du faisceau d'électrons mais qui est en général négligeable par rapport au terme précédent :

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_E = 2 \left(\frac{\Delta E_e}{E_e}\right)_{int} \quad (1.86)$$

À la limite de diffraction du laser $\left(\sigma_p \theta_p = \frac{\lambda_p}{\pi}\right)$ (σ_p et θ_p sont la taille et la divergence du faisceau laser au point d'interaction) la contribution du laser à l'élargissement du cône de rayonnement est très faible pour une longueur d'onde dans le domaine visible :

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_p \sim \frac{\lambda^2}{\pi^2 \sigma_p^2} \quad (1.87)$$

Le demi-angle du cône de rayonnement "réel" subit un élargissement de :

$$\theta_c \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\sqrt{\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_p^2 + \left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_\varepsilon^2} + \left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_E^2} \quad (1.88)$$

Plus de détails et notamment des évaluations numériques sont donnés dans le chapitre sur les simulations.

En regardant maintenant pour chaque énergie comment varie la section efficace partielle (Figure 1.19), on s'aperçoit qu'il y a presque autant de photons diffusés vers les hautes énergies que vers les basses énergies. Lors de l'interaction, beaucoup de photons sont diffusés hors du cône de diffusion, ce sont des photons de basse énergie, cette courbe ne reflète pas le fait que ces photons de basse énergie sont diffusés dans un grand espace, comparé au cône de diffusion de demi-angle $\frac{1}{\gamma}$ (inférieur à 30 mrad pour un faisceau d'électrons d'énergie supérieure à 20 MeV).

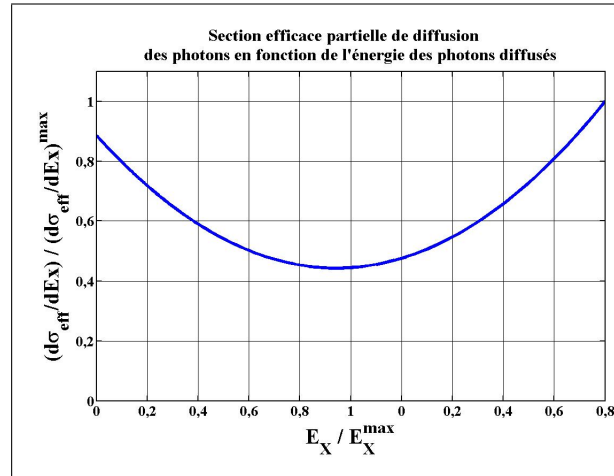


FIGURE 1.19 – Section efficace partielle en fonction de l'énergie des photons diffusés.

La courbe de la figure 1.20 permet de dire effectivement que si on observe le flux diffusé vers les hautes énergies, on observe beaucoup de photons pour un petit angle

solide de diffusion. Au contraire, à basse énergie, pour un même angle solide beaucoup moins de photons sont diffusés.

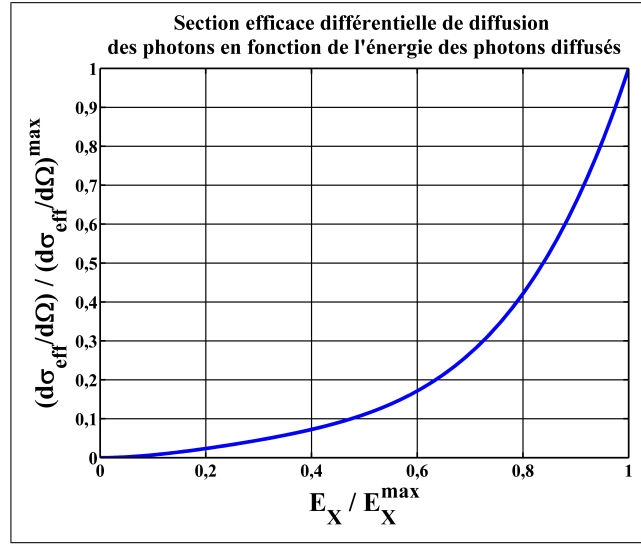


FIGURE 1.20 – Section efficace différentielle intégrée en énergie en fonction de l'énergie des photons diffusés.

La section efficace différentielle nous permet de dire beaucoup de choses quant à la répartition du flux diffusé. On en déduit que l'axe principal de diffusion des photons est l'axe des électrons ($\theta = 0$), les photons sont diffusés dans un cône de demi-angle $\frac{1}{\gamma}$ et qu'il y a une forte dépendance entre l'angle de diffusion et l'énergie des photons diffusés.

Comme défini précédemment, le nombre de photons diffusés est donné par le facteur : $\frac{N_c N_f \sigma_{\text{eff}}}{S}$ avec N_c le nombre de particules du faisceau "cible", N_f le nombre de particules du faisceau incident, σ_{eff} la section efficace de l'interaction et S la section de l'interaction entre les deux faisceaux. Dans notre étude, le nombre de photons diffusés est donné en première approximation par : $\frac{N_e N_p \sigma_{\text{Th}}}{S}$ avec N_e le nombre d'électrons du faisceau, N_p le nombre de photons du faisceau laser, σ_{Th} la section efficace Thomson et S la section de l'interaction entre les deux faisceaux).

Pour une collision entre deux faisceaux, on définit le terme de luminosité qui permet de caractériser la performance de l'interaction. La luminosité \mathcal{L} de l'interaction est définie par le nombre de photons produits par unité de surface et de temps [19].

$$\frac{dN_X}{dt} = \sigma_{\text{eff}} \mathcal{L} \quad (1.89)$$

Pour deux faisceaux pulsés (ce qui est le cas dans l'expérience sur ELSA) la luminosité est exprimée sous cette forme :

$$\mathcal{L} = 2c N_e N_p \cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} f_e(x, y, z, t) f_p(x, y, z, t) dx dy dz dt \quad (1.90)$$

N_e et N_p sont les nombres d'électrons et de photons laser, f_e et f_p les fonctions de distribution des faisceaux d'électrons et de photons.

Si on considère des faisceaux ayant une distribution gaussienne dans les trois dimensions et se recouvrant complètement à $t = 0$, on a :

$$f_e(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{xe} \sigma_{ye} \sigma_{ze}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x_e^2}{\sigma_{xe}^2} + \frac{y_e^2}{\sigma_{ye}^2} + \frac{(z_e - ct)^2}{\sigma_{ze}^2} \right) \right) \quad (1.91)$$

$$f_p(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_{xp} \sigma_{yp} \sigma_{zp}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x_p'^2}{\sigma_{xp}^2} + \frac{y_p'^2}{\sigma_{yp}^2} + \frac{(z_p' - ct)^2}{\sigma_{zp}^2} \right) \right) \quad (1.92)$$

Avec σ_x largeur rms du faisceau suivant l'axe y, σ_y largeur rms du faisceau suivant l'axe x, σ_z longueur rms suivant l'axe z.

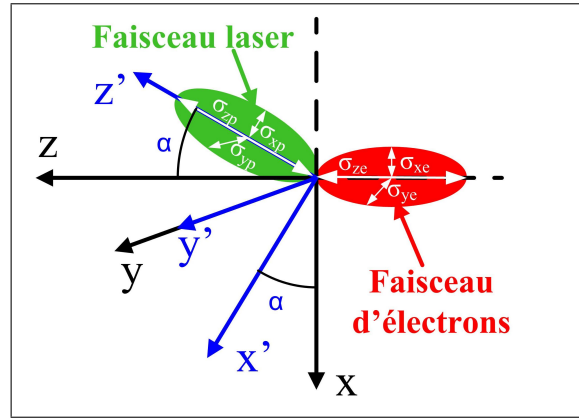


FIGURE 1.21 – Schéma de l'interaction de deux impulsions des faisceaux d'électrons et de photons laser, dans leur repère respectif, (x, y, z) pour l'impulsion d'électrons, (x', y', z') pour l'impulsion laser.

Les axes x' , y' , z' s'expriment dans le repère défini par les axes x , y , z (Figure 1.21) par :

$$x' = x \cos \alpha + z \sin \alpha \quad (1.93)$$

$$y' = y \quad (1.94)$$

$$z' = z \cos \alpha - x \sin \alpha \quad (1.95)$$

Après triple intégration de l'équation (1.90) pour des largeurs rms de faisceau constantes, on obtient la luminosité de l'interaction en fonction des dimensions des faisceaux dans chaque axe et en fonction de l'angle de collision α . Le terme f_{rep} représente la fréquence de répétition des collisions, la luminosité est inversement proportionnelle au temps.

$$\mathcal{L}(\alpha) = \frac{N_e N_p f_{rep}}{(2\pi) \sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)} \sqrt{\cos^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right) (\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2) + \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right) (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2)}} \quad (1.96)$$

Le nombre de photons diffusés est donné par le produit de \mathcal{L} par la section efficace d'interaction $\sigma_{Compton}$ équivalente à la section efficace Thomson :

$$N_X(\alpha) = \frac{N_e N_p f_{rep} \sigma_{Th}}{(2\pi) \sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)} \sqrt{\cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) (\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2) + \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2)}} \quad (1.97)$$

Le nombre de photons diffusés, en supposant que $\alpha \simeq 0$ et que les faisceaux ont des largeurs identiques en x et en y ($\sigma_{xe} = \sigma_{xp} = \sigma_{ye} = \sigma_{yp} = \sigma_{fais}$), est égal à :

$$N_X = \frac{N_e N_p f_{rep} \sigma_{Th}}{4\pi \sigma_{fais}^2} \quad (1.98)$$

L'énergie des photons diffusés et donc la section efficace différentielle varient très peu en fonction de l'angle de collision α . La luminosité quant à elle diminue beaucoup lorsque le faisceau laser n'est plus en collision frontale avec le faisceau d'électrons (Figure 1.22).

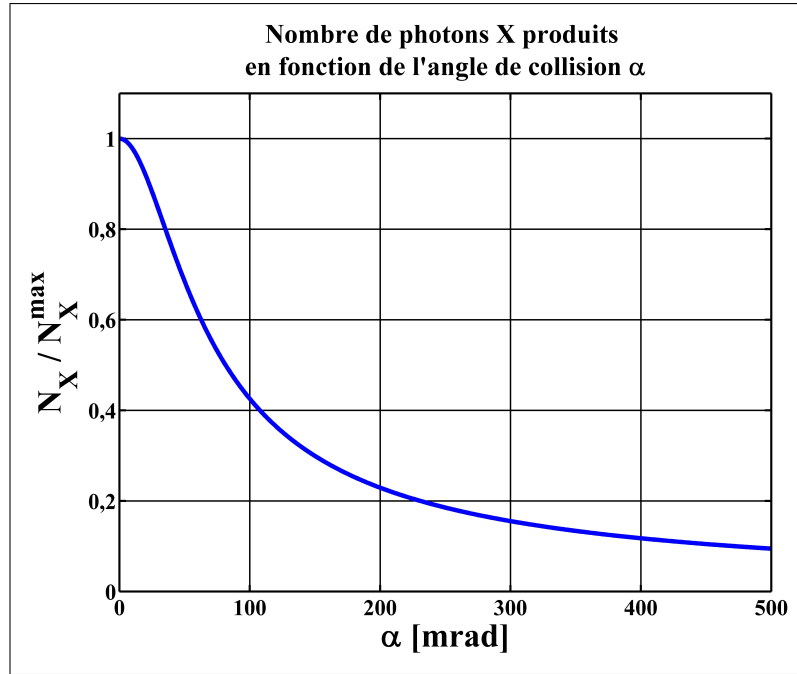


FIGURE 1.22 – Nombre de photons X émis en fonction de l'angle de collision α .

Lorsque l'angle α n'est pas nul, le nombre de photons produits varie également avec les durées des impulsions (Figure 1.23). L'allongement de l'impulsion diminue d'un pourcentage élevé le nombre de photons produits, il est important ainsi d'avoir une bonne stabilité de la durée des impulsions laser et électrons.

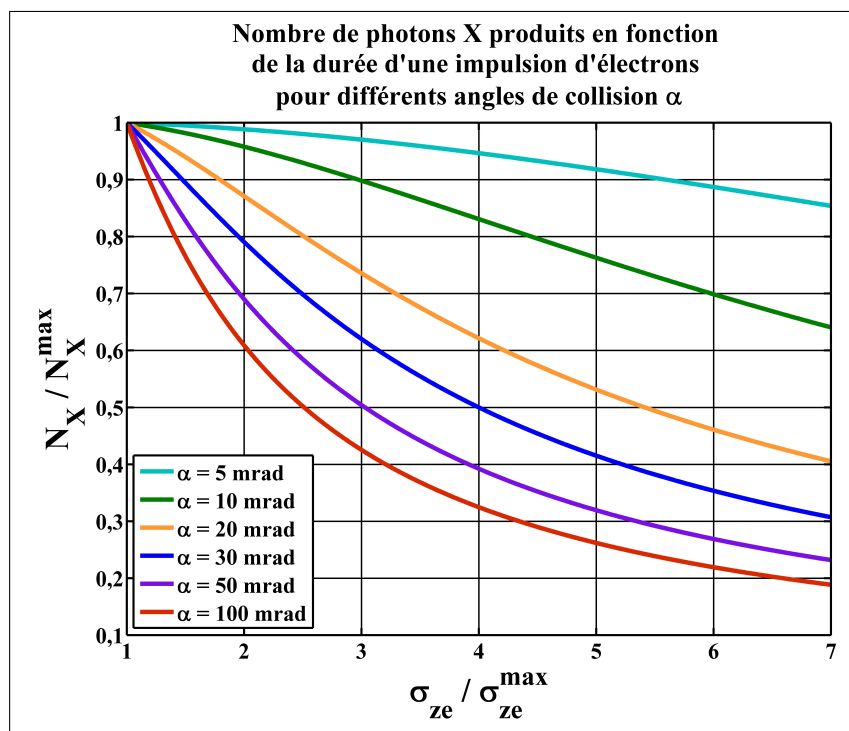


FIGURE 1.23 – Nombre de photons X produits en fonction de la durée rms d'une impulsion d'électrons pour différents angles de collision.

Les principaux paramètres qui font diminuer le flux de photons produits sont les tailles des faisceaux au point d'interaction. Le nombre de photons produits est inversement proportionnel au carré des tailles des faisceaux. La taille du faisceau d'électrons a d'autant plus d'importance qu'elle est moins bien maîtrisée au point d'interaction car elle dépend de la dynamique de faisceau et de la charge d'espace. Cet aspect sera décrit ultérieurement dans le chapitre sur les simulations.

III.2.c Facteur de réduction de la luminosité

Si la longueur des impulsions d'électrons et de photons devient supérieure ou égale à la longueur de Rayleigh du laser ou au paramètre bêta au point d'interaction, il y a une perte de la luminosité due à l'effet sablier (hourglass en anglais, en référence à la forme cintrée des faisceaux) pour deux faisceaux gaussiens. En effet, comme le montre la figure 1.24, les faisceaux prennent la forme d'un goulet, les paquets de particules n'ont donc pas la même densité aux extrémités et au centre du paquet. Il y a une dépendance des largeurs rms des faisceaux σ_x , σ_y en z dans l'intégrale 1.90. Si l'un des paquets est plus long que la longueur de Rayleigh ou le paramètre beta des faisceaux, la baisse de densité des particules aux extrémités du paquet diminue fortement la luminosité de l'interaction.

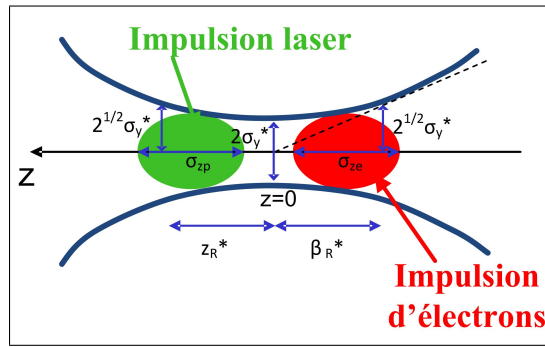


FIGURE 1.24 – Schéma de principe de l'effet sablier pour deux faisceaux de taille identique en collision frontale, dans le plan (y,z). Au point d'interaction $z = 0$, est défini le waist (σ_y^*). À une longueur de z_R^* (ou β_R^*) du point d'interaction, la largeur des faisceaux est donnée par $\sqrt{2}\sigma_y^*$.

On définit la longueur de Rayleigh pour un laser au point d'interaction par :

$$z_{R(x,y)}^* = \frac{\pi \sigma_{(x,y)}^2 p}{\lambda}.$$

De façon similaire, on définit le paramètre beta au point d'interaction par :

$$\beta_{(x,y)}^* = \frac{6\pi\beta\gamma\sigma_{(x,y)e}^2}{\epsilon_{n(x,y)}} \text{ pour une distribution gaussienne des électrons. Le paramètre}$$

$\epsilon_{n(x,y)}$ est l'émittance normalisée du faisceau d'électrons. Plus de détails sont donnés sur le paramètre beta dans le chapitre sur les caractéristiques des faisceaux.

Le facteur de réduction sablier est donné par [20] :

$$R \equiv \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-u^2}}{1 + \frac{u^2}{u_r^2}} = \sqrt{\pi} u_r e^{u_r^2} [1 - \text{erf}(u_r)] \quad (1.99)$$

avec \mathcal{L}_0 : la luminosité totale et $u_r = \frac{z_{R^*}}{\sigma_{zp}}$ ou $u_r = \frac{\beta^*}{\sigma_{ze}}$

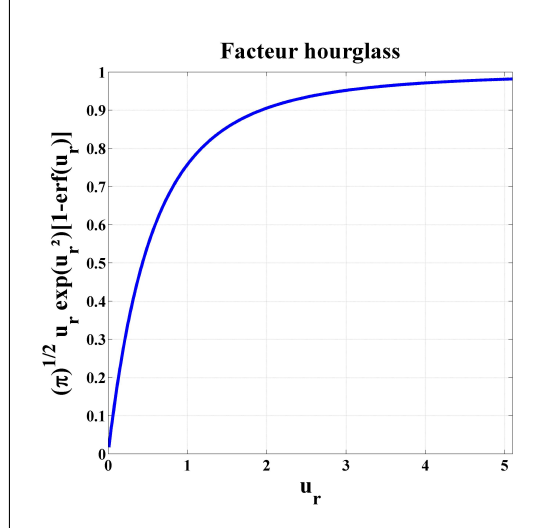


FIGURE 1.25 – Facteur sablier.

D'après la figure 1.25, il est préférable d'avoir un rapport $\frac{z_{R^*}}{\sigma_{zp}} = \frac{\beta^*}{\sigma_{ze}}$ supérieur à 4 pour avoir une réduction de la luminosité inférieure à 1%. Ainsi, il est plus intéressant de travailler avec des impulsions de courte durée et de ne pas trop focaliser les faisceaux au point d'interaction pour garder un bon rendement.

III.3 Théorie de la diffusion Compton inverse d'un point de vue ondulatoire

III.3.a L'onduleur laser

Un faisceau laser est un rayonnement électromagnétique que l'on peut modéliser par une onde plane électromagnétique de champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{r} + \phi)$ avec :

- $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ la pulsation de l'onde,
- \vec{k} le vecteur d'onde ($\vec{k}_0 = \vec{E} \wedge \vec{B}$, $\|\vec{k}_0\| = \frac{\omega_0}{c}$)
- et ϕ la phase à l'origine.

Le champ magnétique est défini à partir des équations de Maxwell, en terme d'amplitude : $B = \frac{E}{c}$. Le champ magnétique comme le champ électrique est sinusoïdal, il y a donc une alternance de champ magnétique positif et négatif suivant l'onde. Un onduleur magnétique est un aimant composé d'une succession de petits dipôles ayant une polarité alternée les uns par rapport aux autres (Figure 1.26). Ces onduleurs sont utilisés dans les synchrotrons et les lasers à électrons libres pour faire rayonner le faisceau d'électrons au passage dans l'onduleur. On remarque alors la similitude entre le champ magnétique produit par le laser et le champ magnétique produit par un onduleur magnétique. La différence entre l'utilisation d'un onduleur magnétique et d'un onduleur laser est le fait que l'onduleur laser se déplace à la vitesse de la lumière.

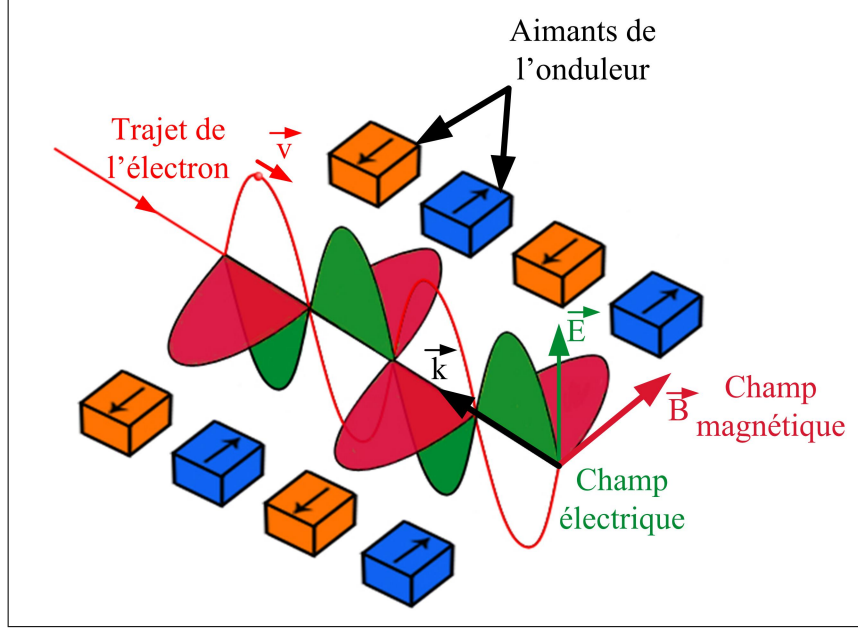


FIGURE 1.26 – Trajectoire de l'électron dans un onduleur magnétique.

Pour un onduleur magnétique conventionnel, on définit le paramètre K comme étant le paramètre de déflexion de l'onduleur.

$$K = \frac{eB_m\lambda_m}{2\pi m_e c} \quad (1.100)$$

avec B_m la densité de flux magnétique de l'onduleur et λ_m la longueur périodique de l'onduleur.

Pour un onduleur laser, on définit son analogue, le paramètre a_0 qui est la norme de l'amplitude crête du vecteur potentiel \vec{A} multipliée par un facteur lié aux électrons :

$$a_0 = \frac{eA}{m_e c^2}.$$

a_0 peut s'exprimer pour un laser polarisé linéairement en fonction de l'intensité du faisceau laser I_0 [21] :

$$a_0 \approx 0,85 \cdot 10^{-9} \lambda_0 \sqrt{I_0} \quad (1.101)$$

avec λ_0 en μm et $I_0 = \frac{2P_0}{\pi\sigma_p^2}$ en W/cm^2 .

P_0 est la puissance crête du laser donnée par : $P_0 = \frac{E_l}{\tau_p}$ (E_l est l'énergie de l'impulsion laser en Joule, τ_p est la durée de l'impulsion laser).

Suivant la valeur de a_0 , on peut déterminer le caractère du rayonnement émis. Si $a_0 \ll 1$, la diffusion a lieu en régime linéaire, le spectre du rayonnement (qui est décalé en fréquence par effet Doppler) est relativement étroit, centré sur une fréquence particulière. Si $a_0 \geq 1$, la diffusion est non linéaire, des harmoniques de fréquences supérieures à la fréquence fondamentale sont émises. Dans le cas de notre expérience avec ELSA (et de la plupart des expériences de diffusion Compton inverse dans le monde) c'est le régime

linéaire qui est atteint, cela confirme la validité du schéma particulière de la diffusion Compton inverse.

III.3.b Calcul de la longueur d'onde des photons diffusés

Pour en revenir au rayonnement de l'électron accéléré dans l'onduleur laser, un électron dans un champ électromagnétique est soumis à la force de Lorentz : $\vec{F} = -e\vec{E} - e\vec{v} \wedge \vec{B}$, mais cette fois, contrairement au calcul de la diffusion d'une onde électromagnétique par un électron, l'électron n'est soumis à aucune autre force et est relativiste. Le champ magnétique ne peut être ignoré dans la force de Lorentz. Cette force a la même direction que le champ électrique mais elle est de sens opposé. L'électron a alors un mouvement d'oscillation de longueur d'onde égale à

$$\lambda_u = \frac{\lambda_0}{\left(\cos \alpha + \frac{1}{\beta}\right)},$$

α étant l'angle de collision entre les deux faisceaux (défini figure 1.12, p.35). Ce mouvement d'oscillation de l'électron est à l'origine d'un rayonnement.

La longueur d'onde du rayonnement d'un électron dans un onduleur est donnée par [22] :

$$\lambda_X = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2(1 + \cos \alpha)} \left(1 + \frac{a_0^2}{2} + \gamma^2 \theta^2\right) \quad (1.102)$$

Or comme $\alpha \simeq 0$ et $a_0 \ll 1$, on obtient pour $\theta = 0$: $\lambda_X = \frac{\lambda_0}{4\gamma^2}$, ce qui est équivalent à l'équation établie dans le cadre de la théorie particulière. Dans un onduleur magnétique : $\lambda_X = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2}$, le facteur 4 au dénominateur dans le cas de l'onduleur laser correspond à l'effet Doppler dû au fait que l'onduleur se déplace à la vitesse de la lumière.

III.3.c Calcul de la puissance rayonnée

En ce qui concerne maintenant la puissance rayonnée, la relation de Larmor n'étant pas valable pour des électrons relativistes, il faut utiliser la transformation de Lorentz et les quadri-moments d'impulsion. Si on se place dans le référentiel en mouvement de l'électron au repos, la particule a un mouvement non relativiste, la distribution différentielle de puissance est alors celle du dipôle, qui dans le cas de l'onduleur laser et dans le système d'unité CGS s'exprime sous la forme [23] :

$$\frac{dP'}{d\Omega'} = \frac{e^2 c a_0^2}{8\pi} \gamma^4 k_0^4 \sin^2 \Theta \quad (1.103)$$

On a déjà montré dans le cas de la diffusion élastique d'un photon sur un électron que pour Θ l'angle entre la direction de diffusion et la direction du champ électrique du laser (qui est orthogonale à la direction de propagation du laser) dans le référentiel mobile, on a : $\sin^2 \Theta = \frac{1 + \cos^2 \theta'}{2}$ avec θ' l'angle entre la direction de l'onde incidente (le faisceau d'électrons) et la direction de l'onde diffusée dans le référentiel mobile.

Dans le référentiel du laboratoire, on exprime $d\Omega'$ et $\cos \theta'$ par :

$$d\Omega' = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos \theta)^2} d\Omega \quad (1.104)$$

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{(1 - \beta \cos \theta)} \quad (1.105)$$

On obtient alors :

$$\frac{dP'}{d\Omega'} = \frac{e^2 c a_0^2}{8\pi} \gamma^4 k_0^4 \frac{1 + \cos^2 \theta'}{2} \quad (1.106)$$

puis,

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 c a_0^2}{2\pi} \gamma^6 k_0^4 \frac{1 + (\gamma\theta)^4}{(1 + (\gamma\theta)^2)^4} \quad (1.107)$$

dans le référentiel du laboratoire.

Ce résultat est similaire à celui trouvé pour la théorie particulaire. On retrouve la même forme de courbe, de largeur rms $\frac{1}{2,3\gamma}$ (Figure 1.27).

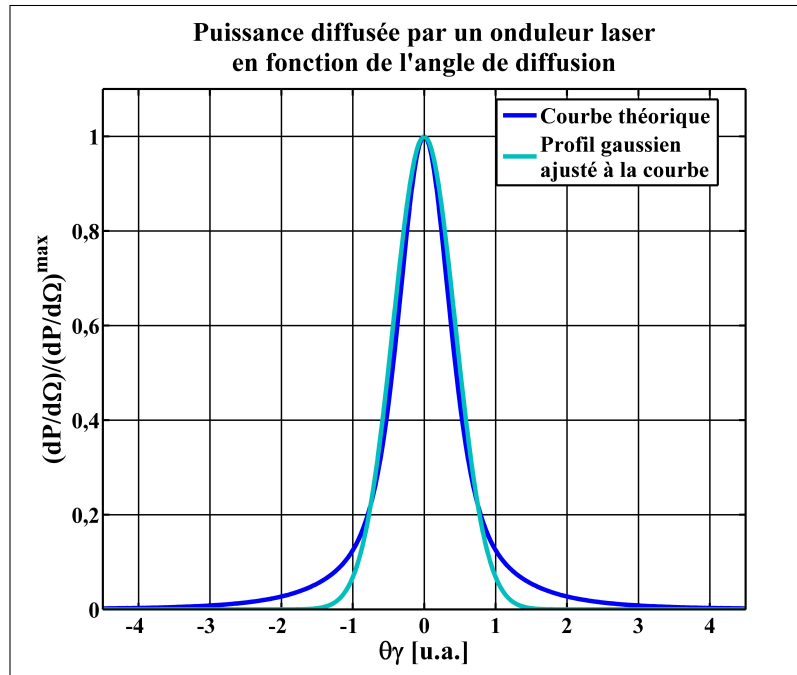


FIGURE 1.27 – Puissance diffusée par l'onduleur laser en fonction du rapport $\frac{1}{\gamma}$.

Dans l'optique de pouvoir comparer une courbe théorique de distribution de la puissance rayonnée à une courbe expérimentale, il est utile d'intégrer en fréquence la distribution différentielle de puissance. On obtient alors la distribution angulaire de la puissance rayonnée donnée par [23] :

$$\frac{dP}{d((\gamma\theta)^2)} = 4e^2 a_0^2 c \gamma^2 k_0^2 \left[\frac{1 + (\gamma\theta)^4}{(1 + ((\gamma\theta)^2))^5} \right] \quad (1.108)$$

Puisque la fréquence de l'onde rayonnée est inversement proportionnelle à $1 + \gamma^2 \theta^2$, en intégrant sur toutes les fréquences, le cône de la distribution angulaire est plus étroit que celui de la distribution différentielle (Figure 1.28).

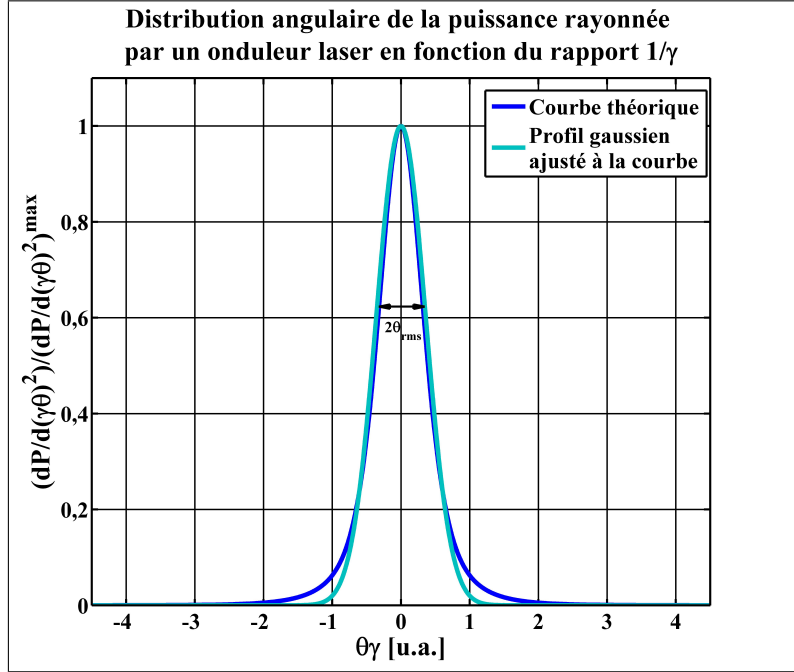


FIGURE 1.28 – Distribution angulaire de la puissance rayonnée par l'onduleur laser en fonction du rapport $\frac{1}{\gamma}$.

La largeur rms du profil gaussien ajusté à cette courbe est de $\frac{1}{2,8\gamma}$.

La puissance totale rayonnée est donnée par,

$$P = \frac{e^2 a_0^2 c \gamma^4 k_0^4}{3} \quad (1.109)$$

Elle s'obtient également avec la relation de Larmor relativiste ou relation de Liénard dans le système d'unité CGS :

$$P_s = \frac{e^2 c \gamma^2}{6\pi\epsilon_0 (m_e c^2)^2} \left[\left(\frac{d\vec{p}_e}{dt} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{dt} \right)^2 \right] \quad (1.110)$$

Comme pour la théorie particulaire, il faut prendre en compte l'extension et la taille des faisceaux pour avoir une idée de la taille réelle du cône. Pour approfondir l'analogie entre un laser et un onduleur, un paramètre important à définir est le nombre de périodes du laser. Il est défini par : $N_0 = \frac{L}{\lambda_0}$, où L est la longueur d'interaction entre le faisceau laser et le faisceau d'électrons.

En considérant que la durée des impulsions électrons est très proche de la durée des impulsions laser et que l'angle de collision des faisceaux est faible, la longueur d'interaction est équivalente à la longueur des impulsions incidentes. Par contre, dans le cas d'une durée d'impulsion d'électrons longue par rapport à la durée de l'impulsion laser, il faut prendre en compte la longueur de diffraction de l'impulsion laser $4z_R$ [24]. Dans ce dernier cas, on retrouve le résultat donné par la théorie particulière avec l'angle de divergence du faisceau laser.

On rappelle que le demi-angle du cône de rayonnement pour une largeur spectrale de $\frac{\Delta E_X}{E_X}$ est donnée par : $\theta \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\Delta E_X}{E_X}}$.

Or la largeur spectrale totale du rayonnement est la contribution de plusieurs largeurs spectrales :

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_T \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_p^2 + \left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_\varepsilon^2 + \left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_E^2} \quad (1.111)$$

avec :

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_p = \frac{1}{N_0} \quad (1.112)$$

est la contribution de la longueur de l'interaction. Ce terme est négligeable pour un laser dans le visible est une longueur d'interaction de l'ordre du millimètre.

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_\varepsilon = \frac{\varepsilon_n^2}{\sigma_e^2} \quad (1.113)$$

est la contribution due à l'émittance et à la taille du faisceau d'électrons.

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_E = 2 \left(\frac{\Delta E_e}{E_e}\right)_{int} \quad (1.114)$$

est la contribution due à l'élargissement spectral du faisceau d'électrons.

On évalue $\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_T$ par :

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_T \approx \sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{2L}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_n^2}{\sigma_e^2}\right)^2 + \left(2\frac{\Delta E_e}{E_e}\right)_{int}^2} \quad (1.115)$$

La distribution en fréquence du rayonnement pour le domaine angulaire $\psi < \theta < \theta$ est donnée par :

$$\frac{dP}{d\nu} = 4e^2 a_0^2 c \gamma^2 k_0^2 [\nu(1 - 2\nu + 2\nu^2)] \quad (1.116)$$

pour $\frac{1}{1 + \gamma\theta} < \nu < \frac{1}{1 + \gamma\psi}$, $\nu = \frac{k}{4\gamma^2 k_0}$.

La courbe représentant la distribution spectrale de la puissance diffusée (Figure 1.29) est maximale pour l'énergie maximale du rayonnement et diminue rapidement jusqu'à 70% de l'énergie maximale.

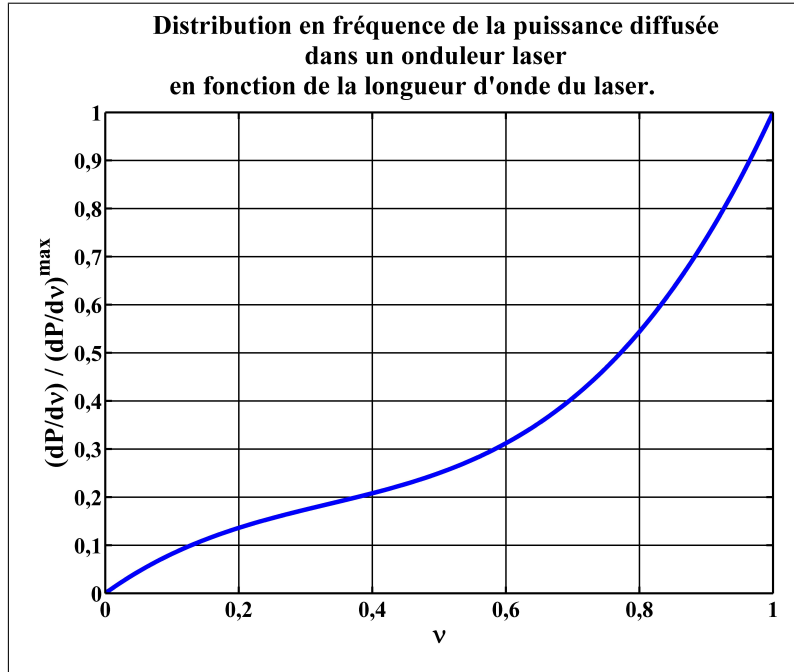


FIGURE 1.29 – Distribution spectrale de la puissance diffusée par période de l'onduleur laser et par électron en fonction de l'énergie des photons.

La pente de cette courbe est ensuite moins prononcée. On en conclut que le nombre de photons diffusés est légèrement plus important à basse énergie. Ce qui confirme ce qui a été montré précédemment avec la théorie particulaire.

Pour calculer le nombre de photons produits, on reprend la puissance totale rayonnée :

$$P = \frac{4e^2 a_0^2 c \gamma^2 k_0^2}{3} \quad (1.117)$$

La quantité d'énergie rayonnée correspond à $\Delta E = P \Delta t$ avec $\Delta t = \frac{\lambda_0}{c}$. Le nombre de photons n_X émis par période laser est égal à $\frac{P \Delta t}{\frac{h}{\lambda_X}}$. On obtient :

$$n_X = \frac{2}{3} \alpha a_0^2 \quad (1.118)$$

avec α la constante de structure fine.

Le nombre de photons émis au total est égal à :

$$n_X = \frac{2}{3} \alpha a_0^2 N_0 N_e \quad (1.119)$$

avec N_0 le nombre de périodes du laser, et N_e le nombre d'électrons.

III.3.d Facteur de réduction du nombre de photons diffusés

La théorie de l'onduleur ne prend pas en compte le recouvrement spatial des faisceaux. Pour ajuster le nombre de photons calculés il faut appliquer au résultat un facteur de forme. Ce facteur doit dépendre de la géométrie de l'interaction. Puisque cette théorie ne fait pas appel à l'aspect particulaire des faisceaux, S.K. Ride [24] suggère de calculer le facteur de forme avec des paramètres généraux sans supposer une quelconque distribution du faisceau d'électrons. Dans le cas d'une collision frontale, ou avec un angle de collision très faible, le facteur de forme est donné par le rapport des surfaces des faisceaux :

$$f \simeq \min \left[1; \frac{\sigma_{xp} \sigma_{yp}}{\sigma_{xe} \sigma_{ye}} \right] \quad (1.120)$$

Dans le chapitre sur les simulations, les calculs avec les paramètres de l'installation ELSA permettent de compléter cette étude théorique.

Conclusion

Ce dernier paragraphe du chapitre a pour but de résumer les caractéristiques du rayonnement X produit par diffusion Compton entre un faisceau d'électrons relativistes et un faisceau laser visible.

- L'énergie des photons diffusés dépend de l'énergie des photons incidents, de l'énergie des électrons incidents et de l'angle de collision, ce qui doit permettre de disposer d'une source de rayonnement continûment accordable en énergie sur un large spectre.

- La dépendance en γ^2 de l'énergie des photons diffusés permet d'avoir un rayonnement à relativement haute énergie avec un faisceau d'électrons d'énergie modérée.

- L'émission du rayonnement est anisotrope grâce à l'effet relativiste des électrons. Elle est dirigée dans la direction du faisceau d'électrons sous forme d'un cône étroit dont le demi-angle au sommet est de l'ordre de $\frac{1}{\gamma}$. On considère que l'intégralité du flux est émis dans un cône de demi-angle $\frac{4}{\gamma}$.

- L'énergie du faisceau diffusé étant également dépendante de l'angle de diffusion, un collimateur centré sur l'axe du faisceau d'électrons permet d'affiner le spectre émis.

- Dans une configuration d'interaction frontale entre les deux faisceaux, la durée des impulsions de photons diffusés est donnée par la durée de l'impulsion la plus longue. Si le faisceau laser interagit avec le faisceau d'électrons avec un angle faible, la durée des impulsions du faisceau diffusé est donnée par le temps d'interaction entre les faisceaux d'électrons et de photons. Dans le cas d'une collision à 90° , la durée des impulsions peut être davantage raccourcie. Cette source émet donc des impulsions très courtes qui peuvent être de l'ordre de la durée de l'impulsion laser.

- Le nombre de photons diffusés est proportionnel au nombre d'électrons et de photons mis en jeu ainsi qu'à la fréquence de répétition de l'interaction. Ce nombre est également inversement proportionnel au carré de la section d'interaction. Cependant, à cause de l'effet sablier, une focalisation trop importante au point d'interaction ne conduit pas

à une augmentation du nombre de photons diffusés. La section efficace de l'interaction étant très faible, il est important d'optimiser tout ces paramètres pour avoir un flux élevé.

En plus d'établir le nombre de photons diffusés, il est important pour une source de rayonnement X de définir la brillance. On définit la brillance comme étant le flux de photons par unité de surface de la source, par unité d'angle solide du cône de rayonnement et par unité de bande spectrale. Elle est exprimée généralement en photons/s/mm²/mrad²/0,1% de bande. Cette brillance est proportionnelle au flux mais inversement proportionnelle à la surface d'interaction. Ainsi, plus petite est la surface d'interaction plus brillante sera la source. La brillance étant également inversement proportionnelle à l'angle solide contenant le rayonnement, plus elle est élevée plus on peut considérer la source comme monochromatique et directive. La faible surface d'interaction des faisceaux et la directivité de la source font que la brillance d'une source X Compton peut être élevée malgré un flux moyen. En augmentant l'énergie du faisceau d'électrons, on réduit le cône d'émission et donc on augmente la brillance de la source.

- L'émittance du faisceau d'électrons et la dispersion en énergie jouent un rôle non négligeable sur le demi-angle du cône de rayonnement. Une faible émittance du faisceau permet d'augmenter le nombre de photons diffusés par unité d'angle et d'obtenir un spectre plus cohérent.

- La configuration à 90° d'angle de collision entre les deux faisceaux permet de réduire la durée des impulsions du faisceau diffusé mais a contrario, le nombre de photons diffusés est inférieur à celui de la configuration en collision frontale.

- Le faisceau de photons X produit conserve la polarisation du faisceau laser incident. Cette assertion est vérifiée dans la troisième partie du mémoire grâce aux résultats de l'expérience.

Chapitre 2

Les différentes sources de rayonnement X et leurs utilisations dans le domaine d'énergie 1-100 keV.

Depuis 1895, et la découverte des rayons X par Röntgen, différents moyens de produire des rayons X ont été développés pour répondre à la demande croissante de ces rayonnements dans de nombreux domaines. Ce chapitre a pour objectif de comparer les caractéristiques de ces différentes possibilités de production de rayonnement X avec celles de la diffusion Compton inverse.

I Les différentes sources de rayonnement X

Il est possible de produire des rayons X par différents procédés mais qui font appel seulement à deux principes physiques.

- Des rayons X sont produits lors du réajustement des électrons orbitaux des atomes après excitation. Ce sont les transitions électroniques proches du noyau qui sont à l'origine du rayonnement.
- Un changement d'accélération (au sens large) des électrons (sous forme de freinage dans une cible ou de courbure de trajectoire) produit également un rayonnement ionisant.

I.1 Des rayons X à partir d'un faisceau d'électrons

I.1.a Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung

Des électrons accélérés, soit dans un tube à rayons X, soit dans un accélérateur radio-fréquence comme ELSA sont projetés sur une cible d'un certain matériau. L'impact des électrons sur cette cible provoque une émission de rayons X dont le spectre comprend un bruit de fond continu, et éventuellement les raies caractéristiques du matériau cible (Figure 2.1). Le fond continu dépend de l'énergie des électrons incidents. Si toute l'énergie E_0 des électrons est transmise aux rayons X, la longueur d'onde minimale de ce rayonnement est $\lambda_0 = \frac{hc}{E_0}$. Le bruit de fond est le rayonnement du freinage des électrons ultra-relativistes dans la cible. Lorsque l'électron arrive à proximité d'un noyau de la cible, il y

a une interaction entre cet électron et le noyau sous forme d'un échange de photons virtuel. Cette interaction entraîne l'émission d'un photon visible. Ce rayonnement fait perdre de l'énergie cinétique à l'électron. Il est alors freiné et sa trajectoire est déviée.

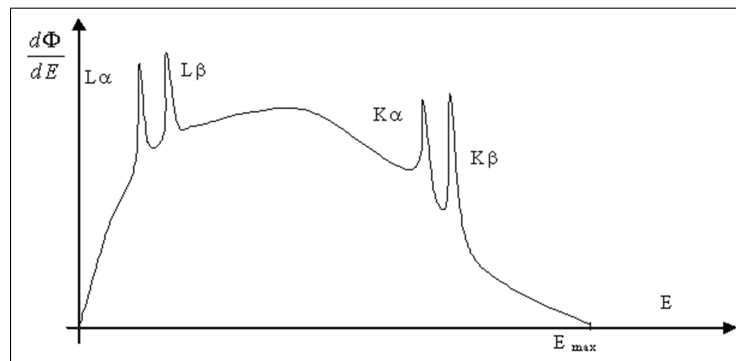


FIGURE 2.1 – Exemple d'un spectre de rayonnement de freinage pris dans la littérature. Ce spectre fait apparaître les raies K_α , K_β , L_α et L_β du matériau cible.

Pour les basses énergies, le rayonnement est partiellement absorbé par le matériau cible, ce qui explique en partie le faible rendement de freinage dans cette gamme. Pour des tubes à rayons X usuels, le rendement de freinage, qui est calculé par le quotient de la puissance rayonnée par la puissance électrique fournie, est de 1%. Le reste de l'énergie est dissipé sous forme de chaleur.

Les pics monochromatiques du spectre sont dus aux transitions dans les couches électroniques de l'atome-cible lorsque l'électron incident a suffisamment d'énergie pour ioniser celui-ci. Lors de l'interaction avec l'électron incident relativiste, un électron est expulsé d'une couche interne, il est alors remplacé par un autre électron d'une couche externe qui doit perdre de l'énergie en émettant un photon. On voit apparaître alors sur le spectre les raies caractéristiques du matériau cible. La longueur d'onde des raies dépend de la masse atomique du matériau cible.

Pour obtenir un rayonnement X d'une certaine énergie, on fait varier l'énergie des électrons. Le rayonnement de freinage est anisotrope, la figure 2.2 présente les distributions angulaires du rayonnement de freinage en fonction de l'énergie cinétique des électrons mesurées sur ELSA. La taille du cône de rayonnement est beaucoup plus large que celle du rayonnement Compton inverse. Une collimation est nécessaire avant d'arriver à l'échantillon ce qui a pour effet de diminuer le flux.

Pour obtenir un rayonnement monochromatique, on peut utiliser un cristal monochromateur : sous un angle d'incidence, une seule longueur d'onde peut être réfléchiée par rapport au rayonnement initial grâce à un cristal de Bragg. Pour sélectionner une bande d'énergie, on peut utiliser un écran absorbant qui va faire office de filtre passe-bande. Ces méthodes ont l'inconvénient de diminuer le flux arrivant sur l'échantillon.

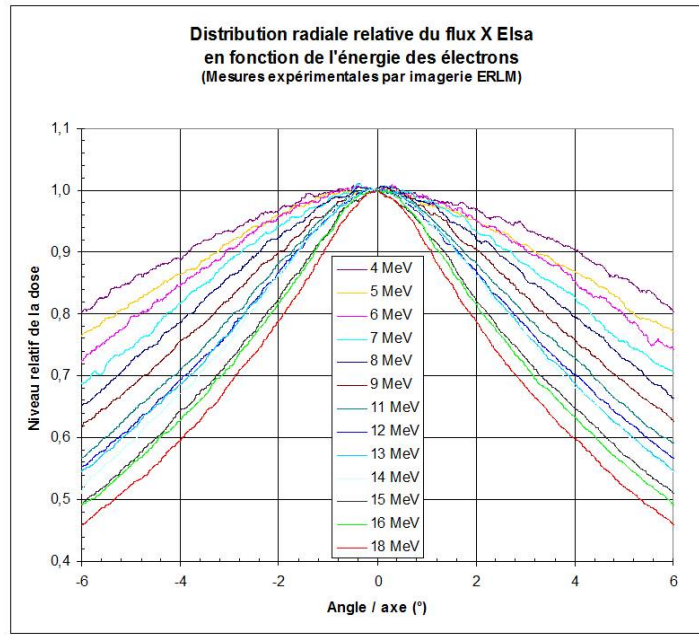


FIGURE 2.2 – Distributions angulaires du rayonnement de freinage en fonction de l'énergie cinétique des électrons. Mesures réalisées sur l'installation ELSA [25].

I.1.b Le rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron est, comme le rayonnement de freinage, produit lors de l'accélération des électrons. Lorsque la trajectoire des électrons est circulaire, le terme d'accélération normale à la trajectoire de la particule chargée est non nul. La puissance rayonnée par un électron en mouvement relativiste est donnée par la formule de Larmor relativiste :

$$P_s = \frac{e^2 c \gamma^2}{6\pi\epsilon_0 (m_e c^2)^2} \left[\left(\frac{d\vec{p}_e}{dt} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{dt} \right)^2 \right] \quad (2.1)$$

Or, l'énergie d'une particule est reliée à sa quantité de mouvement, $\frac{dE}{dt} = \beta c \frac{dp_e}{dt}$ ainsi,

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_e c^2)^2} \left(\frac{dp_e}{dt} \right)^2 \quad (2.2)$$

Pour une accélération linéaire, $\frac{dp_e}{dt} = \frac{dE}{dx}$ d'où :

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_e c^2)^2} \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \quad (2.3)$$

Dans les linacs actuels, on a typiquement : $\frac{dE}{dx} = 15 \text{ MeV/m}$ ce qui fait que la puissance rayonnée est négligeable ($\sim 4.10^{-17} \text{ W}$).

Par contre, pour un accélérateur circulaire comme un synchrotron, $\frac{dp_e}{dt} = \frac{E}{\rho}$ avec ρ , le rayon de courbure de la trajectoire de la particule.

On a alors, en supposant que l'énergie de la particule reste constante :

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_e c^2)^2} \left(\frac{E^4}{\rho^2} \right) \quad (2.4)$$

On remarque par cette formule que la puissance diffusée par le rayonnement synchrotron dépend fortement de l'énergie de la particule et de sa masse par le terme mc^2 . Elle dépend également du rayon de courbure. La perte d'énergie du faisceau de particules est donc très grande pour un faisceau énergétique et pour un rayon de courbure faible. Elle est également plus importante pour un faisceau d'électrons que pour un faisceau de protons ($m_p c^2 = 938,19$ MeV). Des synchrotrons ont donc été construits utilisant des aimants de courbure pour profiter de ce rayonnement extrêmement intéressant pour de nombreuses applications. La figure 2.3, nous donne le spectre du rayonnement synchrotron à partir d'aimants de courbure pour différents synchrotrons ayant existé ou existants.

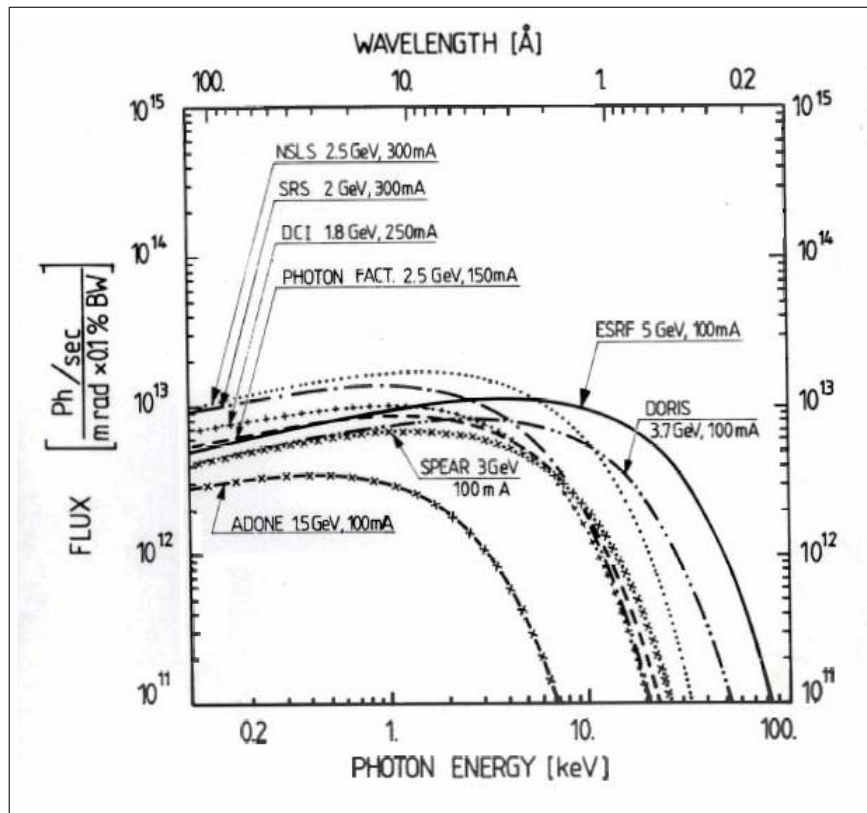


FIGURE 2.3 – Distributions spectrales du flux pour les aimants de courbures de l'ESRF (Grenoble), ADONE (Frascati, Italie), DCI (Orsay), DORIS (Hamburg, Allemagne), NSLS (Brookhaven, USA), Photon Factory (Tsukuba, Japon), SREAR (Stanford, USA) et SRS (Daresbury, UK) [26].

Le rayonnement synchrotron permet d'avoir des brillances très élevées comparé au rayonnement de freinage des tubes à rayons X, comme le montre la figure 2.4.

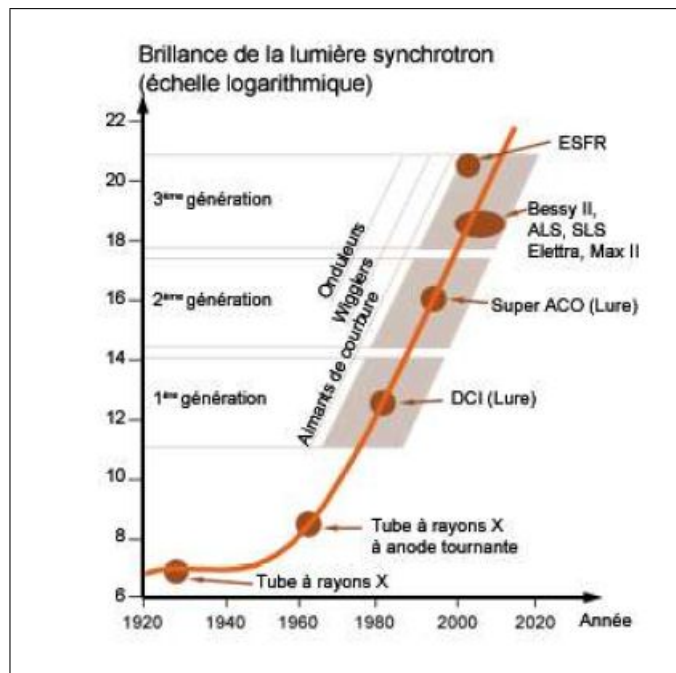


FIGURE 2.4 – Gain en brillance du rayonnement synchrotron pour les trois générations de machine par rapport aux tubes à rayons X [26].

Alors que les premières générations de synchrotron n'utilisaient que le rayonnement produit par les aimants de courbure, des éléments d'insertion ont fait leur entrée sur les anneaux de stockage des synchrotrons de deuxième et troisième générations. Ces éléments, onduleurs et wigglers, créent des configurations de champ magnétique améliorant le rayonnement synchrotron des aimants de courbure. Les onduleurs sont constitués d'un grand nombre de périodes relativement courtes et d'un champ moins fort que celui des aimants de courbure. Les wigglers sont eux constitués d'un petit nombre de périodes mais à très fort champ (10 fois plus que celui d'un onduleur). Ce fort champ permet d'étendre le spectre aux longueurs d'onde plus faibles qu'avec un dipôle. Le régime d'un wiggler se rapproche du régime d'un onduleur pour lequel le paramètre de déflexion K est très grand devant l'unité. Il y a donc apparition d'effets non linéaires qui créent des harmoniques de la fréquence fondamentale ; on a donc un spectre plus large. La figure 2.5 donne quelques points de comparaison entre le rayonnement d'un aimant permanent, celui d'un onduleur et celui d'un wiggler.

Un synchrotron est constitué tout d'abord d'un canon à électrons et d'un linac qui accélère les électrons jusqu'à une certaine énergie. Les électrons sont ensuite envoyés dans un premier anneau, le booster, qui fait gagner aux électrons l'énergie qui leur manque pour être injecté dans l'anneau de stockage. L'anneau de stockage est l'élément le plus volumineux de la machine. En effet, pour pouvoir stocker des électrons d'énergie supérieure au GeV, des aimants conséquents doivent permettre de courber la trajectoire des électrons. Un anneau de stockage est constitué :

- d'un tube sous ultra-vide pour limiter les interactions des électrons avec l'air,
- d'aimants de courbure pour donner aux électrons une trajectoire circulaire,

- d'aimants de focalisation (quadrupôles et sextupôles) pour limiter la divergence du faisceau,
- de cavités accélératrices pour compenser la perte d'énergie des électrons lors du rayonnement synchrotron,
- et enfin, d'éléments d'insertion (onduleurs ou wigglers) qui font osciller les électrons pour produire le rayonnement synchrotron.

Le rayonnement synchrotron est émis vers des lignes de lumière disposées autour de l'anneau. Chaque ligne de lumière a ses propres caractéristiques dépendant de l'élément d'insertion placé juste avant la ligne et de son équipement. Les lignes sont classées par domaine d'énergie et taille du faisceau rayonné mais également par la technique d'analyse installée sur la ligne. Chaque équipement répond au besoin des chercheurs en chimie, physique, biologie, médecine, patrimoine, etc ... Bien sûr, puisque la structure accélératrice du synchrotron est la même pour toutes les lignes de lumière, il y a une certaine rigidité quant aux paramètres temporels du faisceau.

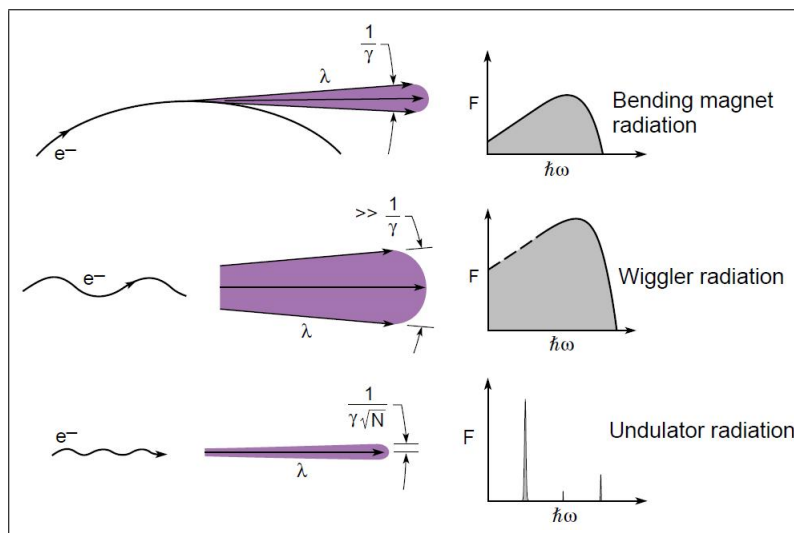


FIGURE 2.5 – Rayonnement synchrotron dans les trois éléments : aimant de courbure, wiggler et onduteur. À gauche, trajectoire des électrons, au milieu profil spatial du faisceau avec l'angle ou demi angle du cône de rayonnement et à droite spectre du rayonnement synchrotron [27].

I.1.c Le rayonnement de transition

Le rayonnement de transition est un rayonnement émis par les électrons lorsqu'ils traversent une interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes. Ce rayonnement émet des photons sur une large gamme spectrale. Le spectre d'énergie atteint les rayons X mous pour des faisceaux d'électrons ultra-relativistes, ($\gamma > 1000$). Pour un faisceau d'électrons de 17,5 MeV, le rayonnement de transition pourrait aller jusqu'à 0,6 keV en fonction du matériau utilisé. Ces photons sont émis vers l'avant, au voisinage d'un cône de demi-angle au sommet $\frac{0,6}{\gamma}$ mais aucun photon n'est émis dans l'axe des

électrons (Figure 2.6). Pour obtenir une bonne efficacité de ce procédé, on superpose plusieurs couches minces de différents matériaux. Le nombre de photons émis par électrons incident est de l'ordre de 10^{-3} [28].

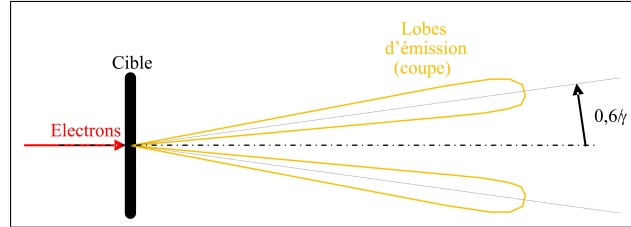


FIGURE 2.6 – Allures des lobes de l'émission RTX

D'autres rayonnements X peuvent être produits à partir d'un faisceau d'électrons relativistes : le rayonnement de canalisation et le rayonnement paramétrique entre autres [29]. Ces deux procédés sont réalisés dans un milieu cristallin. Dans le cas du rayonnement de canalisation, l'électron relativiste doit pénétrer suivant une direction très voisine d'un axe ou d'un plan de symétrie. L'électron subit alors une répulsion coulombienne sur le cortège électronique des atomes du cristal et est dévié. Son mouvement sinusoïdal produit un rayonnement dans le domaine des X (14 keV pour un faisceau d'électrons de 17,5 MeV). Le nombre de photons émis par électron incident est de l'ordre de 10^{-4} [28].

Dans le cas du rayonnement paramétrique il n'y a pas de direction privilégiée d'incidence, le faisceau d'électrons relativistes met en mouvement le champ coulombien des atomes du cristal. On parle alors de photons virtuels qui sont diffractés par le cristal sous l'angle de Bragg. Pour un faisceau d'électrons de 17,5 MeV, l'énergie du rayonnement peut aller de 5 à 11 keV. Le nombre de photons émis par électron incident est de l'ordre de 10^{-6} [28].

I.2 Des rayons X à partir d'un faisceau laser et d'un plasma

Les lasers se sont développés tout d'abord dans le domaine visible puis dans l'ultraviolet jusqu'à 150 nm et dans l'infra-rouge jusqu'à 10 μm . Produire des rayons X avec un laser conventionnel (autre qu'un laser à électrons libres) est impossible de façon directe. Pour atteindre cette gamme d'énergie en utilisant un laser conventionnel, l'intensité lumineuse doit être supérieure à 10^{13} W/cm^2 focalisée sur une tâche inférieure à 50 μm pour créer un plasma de matière [30].

I.2.a L'interaction Laser-Matière

Pour produire des rayons X, il faut créer une inversion de populations entre les niveaux inférieurs et supérieurs d'une transition dont le rayonnement se produit dans le domaine des X. Les ions multichargés sont la solution au problème. Ce sont des atomes dont on a arraché un grand nombre d'électrons périphériques, ces ions sont des

1. Pour les mêmes paramètres de faisceaux d'électrons que pour les évaluations précédentes et pour un faisceau laser à 532 nm, 10 μJ par impulsions, le nombre de photons émis par électrons est de l'ordre de 10^{-9} [28]

émetteurs de rayons X et apparaissent dans des plasmas de haute température [31]. Ces sources n'émettent cependant que dans le domaine XUV (sub-keV) [32], [33]. Un autre moyen d'atteindre le domaine XUV voir les rayons X durs est de générer des harmoniques élevées à partir d'un laser, soit sur un LEL [34], soit à partir d'un gaz [35].

Le LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée, Palaiseau) a développé plusieurs sources de rayonnement X à partir d'un laser. L'une d'elles, la source X- K_α utilise l'interaction laser-matière. Le plasma est créé en focalisant un laser intense sur une cible à l'état solide (silicium par exemple) ou gazeuse. Une impulsion laser 100 mJ/100 fs interagit avec une cible solide de silicium. L'énergie laser crée un plasma à la surface de la cible. Une partie de l'énergie du laser est absorbée et génère des électrons rapides. Ces électrons sont éjectés de la cible ou pénètrent à l'intérieur du solide. Les électrons perdent alors leur énergie par ionisation des couches internes des atomes, il y a émission de rayonnement de fluorescence X appelé K_α (0,71 nm) (Figure 2.7).

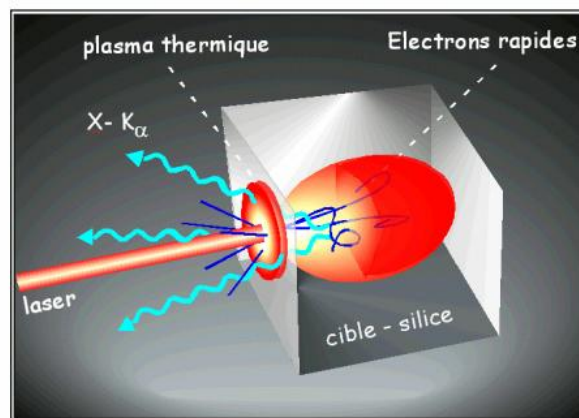


FIGURE 2.7 – Illustration du fonctionnement de la source X- K_α [36].

Les caractéristiques d'une telle source sont données dans le tableau 2.1.

Énergie des rayons X [keV]	Spectre	Durée [fs]	Divergence	Flux [phot./tir/str/0,1% BW]
1-10	Monochromatique	100	4π str	10^9

TABLEAU 2.1 – Caractéristique de la source X- K_α du LOA [36]

L'inconvénient de cette source est sa divergence, qui n'en fait pas un faisceau de photons X proprement dit, puisqu'elle est isotrope.

I.2.b L'accélération d'électrons par Laser-Plasma

Dans le cas de la source X- K_α décrite précédemment, pour des intensités supérieures à 10^{18} W/cm², un rayonnement X est observé. La production de photons est due cette fois au rayonnement de freinage des électrons derrière le plasma. En effet, dans un plasma il est possible d'accélérer des électrons jusqu'à des vitesses relativistes. On retrouve donc les mécanismes de production de rayons X des accélérateurs de particules conventionnels :

• Le rayonnement bétatron, qui est un analogue du rayonnement synchrotron. Un laser intense (environ 100 TW, 30 fs) est focalisé dans un jet de gaz d'hélium. Dans le sillage du laser, les électrons sont expulsés par la force pondéromotrice, il y a alors formation d'une cavité ionique vierge d'électrons. Les électrons sont piégés à l'arrière de cette cavité et sont soumis à un champ électrique longitudinal résultant de la séparation de charge ions/électrons. Les électrons qui ne sont pas sur l'axe de propagation du laser subissent une force de rappel transverse générée par la séparation de charges. Ils sont alors soumis à un mouvement d'oscillation (Figure 2.8). La cavité ionique joue le rôle d'accélérateur et d'onduleur. Ce rayonnement est analogue au rayonnement provoqué par un wiggler [37].

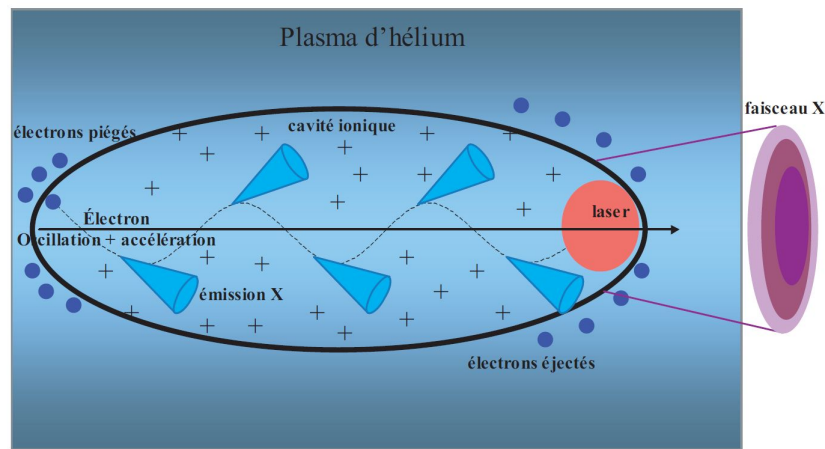


FIGURE 2.8 – Illustration du fonctionnement d'une source de rayonnement bétatron dans un plasma. Les électrons piégés à l'arrière sont accélérés et subissent un mouvement d'oscillation. Ce mouvement produit un rayonnement de type wiggler [37].

Énergie des rayons X [keV]	Spectre	Durée [fs]	Divergence	Flux [phot./tir/str/0,1 % BW]
1-4	Polychromatique	30	20 mrad	$2,5 \cdot 10^8$

TABEAU 2.2 – Caractéristique de la source bétatron du LOA [36].

• Si maintenant le laser incident atteint des intensités supérieures à 10^{18} W/cm², les électrons oscillant dans l'impulsion laser atteignent des vitesses relativistes et ont un mouvement fortement non linéaire. Une onde électromagnétique est diffusée, c'est de la diffusion Thomson. Celle-ci est non linéaire car le paramètre de déflexion de l'onduleur laser a_0 est très grand devant l'unité. Un rayonnement Thomson non linéaire a été caractérisé par le LOA dans la gamme spectrale XUV de 10 eV à 1 keV [38].

De ces deux procédés, c'est le rayonnement bétatron qui a été privilégié car il est plus énergétique et plus collimaté.

• On peut envisager également de propager un laser intense contre le faisceau d'électrons accéléré par laser. C'est de la diffusion Compton inverse entièrement optique. Plusieurs projets sont en cours dans le monde, des exemples sont donnés dans le chapitre suivant.

Énergie des rayons X [keV]	Spectre	Durée [fs]	Divergence	Flux [phot./tir/str/0,1 % BW]
0,06-2	Polychromatique	30	400 mrad	10^9

TABLEAU 2.3 – Caractéristique de la source de rayonnement Thomson non linéaire (Larmor X) du LOA [36].

La figure 2.9 nous donne un aperçu des possibilités de telles sources par rapport aux sources conventionnelles.

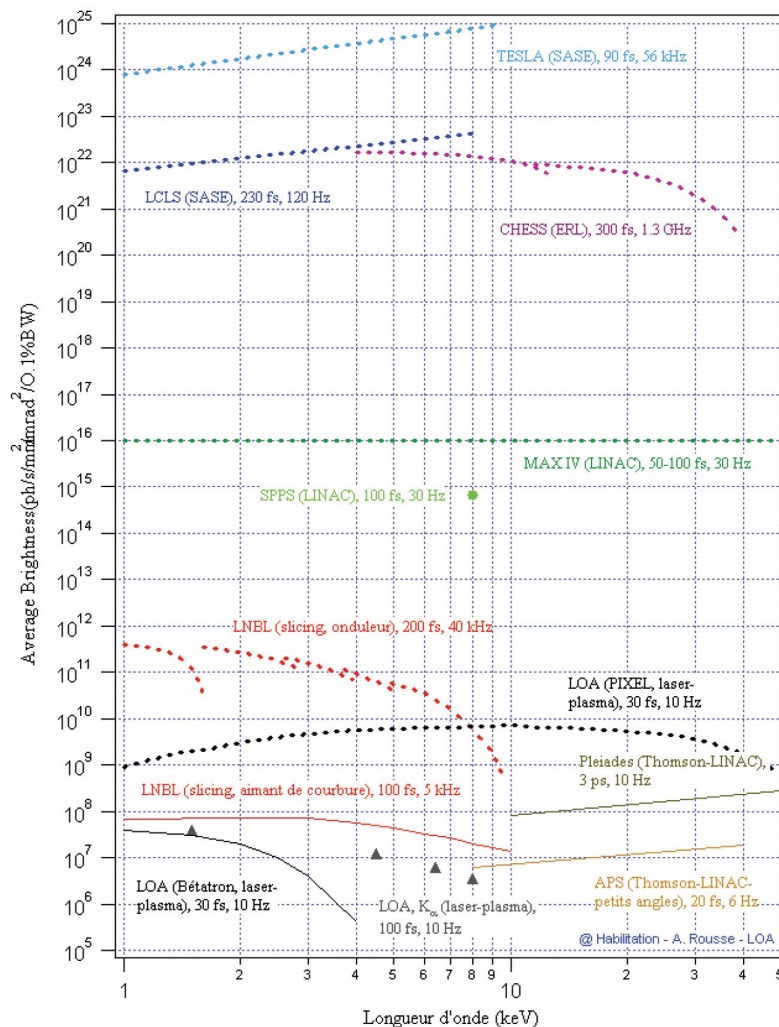


FIGURE 2.9 – Brillance moyenne des différentes sources ultrabrèves actuelles (en traits pleins) ou futures (en pointillés) [36].

L'accélération d'électrons par laser-plasma est un procédé qui semble prometteur pour rendre les accélérateurs de particules de plus en plus compacts. Pour l'instant, la dispersion en énergie et l'émittance du faisceau d'électrons accélérés sont encore trop élevés pour obtenir de fortes brillances. De plus, le courant moyen accéléré est encore faible pour des applications médicales. Ce sont les avancées en matière de laser qui conditionneront l'utilisation de plasma dans les prochains grands projets d'accélérateurs.

I.3 Les sources radioactives

Une tout autre façon de produire des rayons ionisants est la désintégration de sources radioactives. Les émissions radioactives sont de trois types :

- Par interaction forte (radioactivité alpha, p ou la fission)
- Par interaction faible (radioactivité beta, capture électronique)
- Par interaction électromagnétique (radioactivité gamma), un noyau à l'état métastable revient à son état initial en émettant un photon gamma.

Dans le domaine des sources radioactives, la différence entre les rayons X et γ n'est due qu'au moyen de production de ces rayonnements. Certains noyaux émettent des photons γ d'énergie inférieure à 120 keV. Le tableau 2.4 nous donne un aperçu de ces sources disponibles chez Areva.

Radionucléide	Période radioactive [jours]	Énergie des rayonnements [keV]	Activité radioactive [kBq]
$^{109}\text{Cd}+^{109}\text{Ag}$	463	22	13,5
^{55}Fe	979	6	65
^{85}Sr	64,9	13	30
^{65}Zn	244	8	40

TABLEAU 2.4 – Quelques exemples de sources émettant des photons de basses énergies [39].

Ces sources servent surtout à l'étalonnage des détecteurs. Les sources radioactives utilisées en médecine (^{60}Co , ^{137}Cs , ...) sont plutôt des sources énergétiques de rayonnement supérieur au MeV car elles sont plus pénétrantes. Elles sont également beaucoup utilisées dans l'industrie.

II L'utilisation des rayons X

Voyons maintenant dans ce paragraphe comment sont utilisées les sources de rayonnement X. Une des utilisations les plus courantes des rayons X est la radiographie, car c'est un moyen non destructif de sonder la matière.

II.1 Les applications médicales

En médecine nucléaire, les radioisotopes d'énergie assez élevée servent de traceur radioactif en radiodiagnostic ou scintigraphie. Ils sont produits dans des réacteurs ou avec des cyclotrons. L'iode 125, émetteur d'X de basse énergie (30 keV), est un traceur radioactif important.

En radiologie, c'est le rayonnement de freinage produit à partir de tubes à rayons X qui est le plus utilisé. Le choix de l'énergie et de la cible se fait en fonction du matériau à radiographier, la cible est le plus souvent en tungstène, en molybdène ou en rhodium (pour la radiographie à basse énergie). Le tube à rayons X est un instrument compact, il est devenu incontournable en radiologie. Le problème majeur des tubes à rayons X

est la forte dose reçue par le patient. De ce fait, il est important de pouvoir améliorer l'imagerie tout en réduisant la dose radioactive. L'autre domaine de la médecine requérant des rayonnements X est la radiothérapie. Il existe trois types de radiothérapie :

- La curiethérapie consiste à introduire dans l'organisme des sources radioactives au plus près des tumeurs. Les sources X utilisées sont l'iode-125 pour la curiethérapie prostatique et le palladium-103 (21 keV). Le gros inconvénient de cette méthode est la toxicité due à la dose déposée dans le corps.
- La radiothérapie externe, pour traiter en particulier les tumeurs du cerveau. C'est le moyen le plus utilisé. Les rayons X sont du rayonnement de freinage provenant cette fois d'un accélérateur. Le rayonnement X utilisé est supérieur au MeV pour atteindre les zones tumorales profondes. L'inconvénient est qu'avant d'atteindre la tumeur, les photons déposent une partie de leur énergie dans les cellules saines. Le gros travail de cette méthode est de calculer au plus près la dose nécessaire au traitement localisé de la zone tumorale sans endommager les cellules saines. De nombreuses techniques se sont développées dans ce but.
- La radiothérapie métabolique consiste à utiliser des radioisotopes comme émetteurs de rayonnement ionisant. Cette méthode a une application limitée à quelques tumeurs, comme le cancer de la thyroïde par exemple.

À l'ESRF notamment, deux techniques de radiothérapie sont en développement depuis quelques années : la thérapie par microfaisceaux et la thérapie stéréotaxique par rayonnement synchrotron [40]. Ces deux techniques nécessitent un faisceau de brillance élevée qui n'est pour l'instant disponible que sur les synchrotrons. Il a été montré que l'utilisation de microfaisceaux permet d'épargner les tissus le long de l'irradiation [41].

La thérapie stéréotaxique utilise un agent de contraste injecté dans la tumeur. L'irradiation à une énergie supérieure à celle du seuil K_{α} de l'agent de contraste entraîne l'émission d'électrons Auger et de photoélectrons. Ces émissions ont pour effet d'augmenter la dose au niveau de la tumeur par rapport à celle au niveau des tissus sains.

II.2 Les applications industrielles

Dans l'industrie, l'utilisation de rayons X, ou de rayons γ est insoupçonnée de la plupart des consommateurs, pourtant elle est de plus en plus importante. Ce sont majoritairement des émetteurs d'énergie supérieure au MeV qui sont utilisés soit pour l'irradiation industrielle (désinsectisation, conservation des aliments ou stérilisation) soit pour le contrôle de qualité des matériaux (gammagraphie) soit pour la mesure de paramètres (grammage, niveau de liquide, empoussièrement). Le rayonnement d'énergie inférieure à 100 keV est utilisé pour les matériaux peu absorbants, comme par exemple pour vérifier la qualité des circuits électroniques.

II.3 Les applications de recherche

Dans la recherche biologique, médicale, environnementale, en chimie, physique, science des matériaux, différentes méthodes physiques utilisent les rayons X :

- La spectrométrie pour l'identification de composés chimiques, le degré d'oxydation, la nature des molécules. Les techniques sont la fluorescence X pour la détection des

éléments, la XANES (X-ray Absorption Near Edge Structure : spectroscopie de structure près du front d'absorption de rayons X), ou la EXAFS (Extended X-Ray Absorption Fine Structure : la spectroscopie d'absorption) sur tous types de matériaux. Ces techniques se font à l'aide de synchrotron ou de laser, il est important d'avoir un flux important et de pouvoir faire varier l'énergie aux alentours du seuil d'absorption de l'atome.

- La diffraction X, pour l'étude de la structure des cristaux (radiocristallographie des protéines). La diffusion et la réflexion sont utiles pour les matériaux hétérogènes.
- Études électroniques et magnétiques par la spectroscopie de photoémission où il est important d'avoir un flux polarisé.
- Bien sûr, les techniques de radiographie et de tomographie sont très utiles en recherche sur les matériaux.

Toutes ces techniques profitent maintenant de la brillance des sources et d'un rayonnement de durées très courtes offertes par les synchrotrons pour faire des études de dynamique ou des études nécessitant de très bonnes résolutions.

II.4 Sécurité, contrôle et protection du territoire

De plus en plus de moyens sont mis au service de la sécurité des personnes et de la protection du territoire. Les tubes à rayons X sont utilisés dans tous les aéroports, pour les effets personnels des passagers et le fret. Pour les passagers, le nouveau scanner mis en place début 2010 dans certains aéroports français émet dans la gamme des rayonnements non ionisants (0,1-1 mm). Les zones portuaires utilisent d'énormes structures pour scanner les conteneurs, à la recherche de produits de contrebande ou de matières sensibles. Depuis 2007, la douane française s'est équipée d'un scanner mobile pour contrôler les poids-lourds.

La photofission, possible avec des rayonnements X de haute énergie (supérieure à plusieurs MeV), permettrait de détecter et de quantifier des matières fissibles, soit dans des chargements ou colis suspects soit dans des fûts de matière radioactive entreposés, afin d'en connaître la teneur.

À titre anecdotique, on a même vu cette année, l'apparition d'un appareil radiographique sur le tour de France, à la recherche du fameux vélo motorisé.

II.5 Conservation du patrimoine culturel

Les rayons X sont également très utilisés au musée [42]. La radiographie de tableaux permet de révéler la structure de l'œuvre, mais aussi les repentirs du peintre. La radiographie des sculptures aident efficacement à leur restauration. La diffraction de rayons X permet d'identifier les composés des peintures ou vernis dans le but de la restauration ou d'approfondir la connaissance des techniques de création des artistes. Récemment, des œuvres de Léonard De Vinci (dont La Joconde) ont été analysées par fluorescence X directement dans leur salle d'exposition au Louvre pour déterminer la composition chimique et l'épaisseur des couches de peinture du célèbre "sfumato" de l'artiste. De part leur complexité, l'étude complète d'une œuvre d'art requiert un nombre très important de techniques d'analyse comme nous le montre le tableau 2.5.

	Fluorescence	Diffraction	XANES	Tomographie	Absorption aux transitions	Contraste de phase	Grossissement
Domaine d'énergie [keV]	6,5-89	10-89	6,5-89	20-100	7-100	10-30	10-100
$\Delta E/E$	1-3%	3-10%	5-10%	3%	3-10%	3%	3%
Taille de la source				10-100 μm	10-100 μm	très petite	très petite
Taille sur l'échantillon	10-20 μm	10-20 μm	10-20 μm	10-50 cm	50 cm	50 cm	1-50 mm
Flux [photons/s]	10^9 - 10^{10}	10^9	10^7	10^{11}	10^9	10^{11}	10^{11}
Temps d'acquisition	1 s-5 min	1 s-5 min	10-20 μm	30 min			
Cohérence				non	non	oui	oui

TABLEAU 2.5 – Technique d'analyses utilisées sur des œuvres d'art [5].

III Comparaison des différentes sources actuelles avec une source de type Compton Inverse

Maintenant que l'on a eu un aperçu des différentes sources de rayonnement X dans le domaine 1-100 keV, regardons en quoi une source de rayons X par diffusion Compton pourrait être un avantage pour certaines applications par rapport au procédé de production de rayons X actuellement utilisé. Les sources de rayons X à base de plasma formé par un laser ne seront pas étudiées, elles sont pour l'instant dans le domaine de la recherche et ne sont utilisées que pour un petit nombre d'applications.

III.1 Accordabilité

L'accordabilité, le fait de pouvoir changer l'énergie des photons diffusés facilement, est assurée par les sources utilisant l'accélération d'électrons en modifiant l'énergie des électrons. Dans le cas d'un synchrotron, il n'est pas évident de modifier cette énergie pour une seule ligne de lumière, l'accordabilité est alors assurée par le champ magnétique généré par l'élément d'insertion. Ces sources fournissent un large spectre en énergie, il est alors possible d'utiliser au-delà du point source de rayons X, un monochromateur ou éventuellement un matériau absorbant pour choisir l'énergie voulue. Un monochromateur est un système optique composé de différents miroirs X et d'un élément permettant de sélectionner une certaine énergie. On utilise le plus souvent la diffraction sur un cristal ou un réseau. Le monochromateur dans le domaine des X durs reste un équipement complexe et coûteux.

L'avantage d'une source Compton inverse est qu'elle permet l'accordabilité sur une large dynamique d'énergie, soit en modifiant l'énergie du faisceau d'électrons soit en modifiant celle du laser, ou même en modifiant l'angle de collision des faisceaux. Cette propriété est quasiment nécessaire à toutes les applications car l'énergie du faisceau de photons incidents doit être adaptée à l'échantillon irradié. La dynamique de variation d'énergie est en générale assez étendue ; pour la radiographie médicale elle va de 4 à 130 keV. Les sources radioactives, par contre, ne sont pas accordables en énergie. Il faut donc disposer de plusieurs sources pour couvrir une gamme d'énergie donnée.

III.2 Monochromaticité

La monochromaticité d'une source s'évalue à travers la dispersion d'énergie du rayonnement. Plus la dispersion d'énergie, $\frac{\Delta E_X}{E_X}$ est faible plus la source est monochromatique. Une source monochromatique parfaite n'émet un rayonnement que d'une seule longueur d'onde. Dans la pratique, on trouve plutôt des sources quasi-monochromatiques et on définit la dispersion d'énergie de la source ou la largeur de bande spectrale. Une autre façon d'évaluer la monochromaticité d'une source est le calcul de sa brillance (le flux de photons par unité de surface, par unité d'angle solide du cône de rayonnement et par unité de bande spectrale [photons/s/mm²/mrad²/0,1% de bande]). Plus cette quantité est importante plus on peut considérer que la source est monochromatique. Le rayonnement de freinage classique et le rayonnement synchrotron doivent être monochromatisés car leur spectre est large. Les raies des sources radioactives et certaines raies caractéristiques du spectre des tubes à rayons X sont considérées comme monochromatiques.

Dans le cas de la diffusion Compton inverse, le spectre du rayonnement est large mais concentré dans un cône de rayonnement dont le demi-angle varie en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons. Il bénéficie également d'une forte dépendance de l'énergie avec l'angle de diffusion. Il est alors possible de réduire la bande spectrale du flux seulement avec un diaphragme. Cependant si le degré de monochromaticité demandé est important ($\frac{\Delta E_X}{E_X} \sim 0,1\%$) et que l'énergie du faisceau d'électrons n'est pas suffisante, l'utilisation d'un cristal monochromateur est requis. Finalement beaucoup d'applications peuvent se contenter d'un faisceau quasi-monochromatique que la diffusion Compton inverse peut fournir avec seulement un diaphragme adapté (les techniques de diffraction, d'absorption).

III.3 Forte brillance

Un faisceau intense est le principal atout des sources synchrotrons par rapport aux tubes à rayons X. En termes de brillance, le rayonnement synchrotron est de l'ordre d'un million de fois plus intense que certains tubes à rayons X, grâce au fait notamment que le rayonnement synchrotron est anisotrope, dirigé selon une certaine direction (Figure 2.10). Cet avantage permet d'utiliser des monochromateurs tout en gardant une intensité de faisceau minimale pour l'expérience. Un faisceau intense (de brillance élevée) permet une pénétration plus profonde du faisceau dans la matière.

Le rayonnement produit par diffusion Compton inverse ne peut rivaliser pour l'instant avec les synchrotrons en termes de brillance moyenne, notamment parce que la fréquence de rotation et le nombre de paquet d'électrons dans un anneau de stockage à haute énergie seront toujours plus élevés que ceux d'un linac ou d'un anneau de stockage à basse énergie. Par contre, en terme de brillance crête, le rayonnement Compton inverse peut être comparable à celui de la première génération de synchrotrons utilisant uniquement les aimants de courbure.

En ce qui concerne l'utilisation d'une source Compton pour la thérapie cancéreuse, sa brillance ne serait pas suffisante à l'heure actuelle pour traiter des patients par microfaisceaux. Par contre, elle serait tout à fait adaptée pour réaliser les études pré-cliniques (sur des cellules ou des animaux) nécessaires à la mise en place d'un traitement. La technique de thérapie stéréotaxique ne nécessitant pas un degré de monochromaticité important,

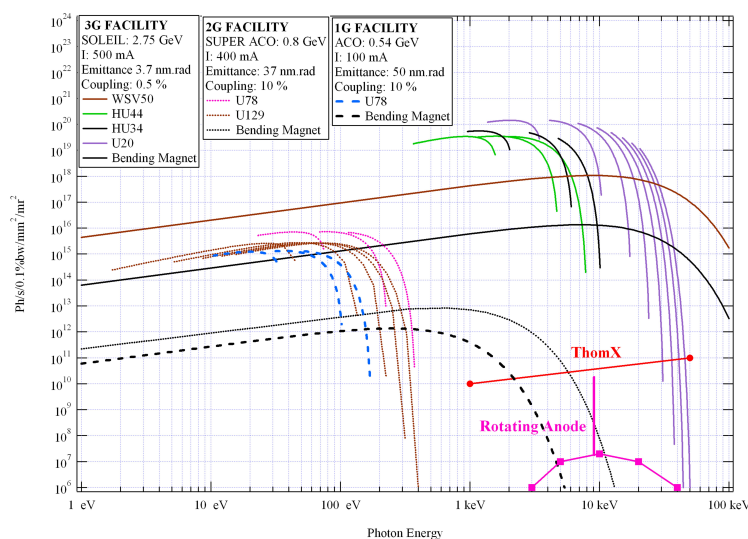


FIGURE 2.10 – Comparaison des spectres issus de différents synchrotrons (1^{ère}, 2^{ème} et 3^{ème} générations) d'un tube à rayons X à anode tournante et de la machine du projet français de source Compton inverse, THOMX dont plus de détails sont donnés dans le chapitre suivant [6].

pourrait utiliser le rayonnement Compton inverse sans devoir utiliser de monochromateur [6].

III.4 Aspect temporel et spatial

L'avantage du rayonnement synchrotron mais aussi du rayonnement par diffusion Compton inverse est qu'ils sont pulsés, et que la durée des pulses peut être très courte. Des micro-impulsions de photons de l'ordre de la dizaine de picosecondes sont très utiles pour étudier la dynamique des réactions de l'ordre de la nanoseconde. En utilisant une configuration d'angle de collision à 90°, il serait possible avec la diffusion Compton de produire des micro-impulsions X de durée inférieure à la picoseconde.

D'un point de vue spatial, le rayonnement produit par diffusion Compton inverse ou par un synchrotron est peu divergent. Cette propriété permet d'utiliser efficacement un monochromateur et des optiques de focalisation sans perdre trop de flux. Des applications telles que la diffusion ou la diffraction aux très petits angles sont possibles grâce à une bonne collimation des faisceaux.

III.5 Cohérence optique et cohérence d'émission

Éclaircissons maintenant un point important concernant les sources de lumière : la cohérence de l'onde diffusée. On peut définir deux types de cohérence, celle qui est due au mode d'émission du rayonnement et celle qui est due aux propriétés géométriques du faisceau.

Le rayonnement issu d'un laser est cohérent par son mode d'émission, le rayonnement d'un laser à électrons libres (LEL) est donc également cohérent. Par contre, le rayonnement synchrotron ou le rayonnement Compton inverse ne le sont pas. En effet, les élec-

trons provenant d'un linac ou d'un anneau de stockage sont répartis en paquet sans aucun lien de phase entre eux. Ainsi, ils rayonnent sous l'action du champ magnétique de l'onduleur (magnétique ou laser) avec des phases différentes. Pour avoir un faisceau cohérent, il faut pouvoir faire rayonner des électrons ayant la même phase, c'est ce qui se passe dans un LEL dont le principe de fonctionnement est décrit ultérieurement. L'intérêt des sources cohérentes est qu'elles sont beaucoup plus intenses car les amplitudes des trains d'ondes cohérents s'ajoutent. Des projets de sources Compton inverse cohérentes (en regroupant les électrons par paquets espacés de la longueur d'onde du faisceau émis) existent mais n'ont pas encore été mis en œuvre [43].

En termes de cohérence optique, la cohérence temporelle (ou longitudinale) d'une onde est liée à sa monochromaticité. Dans le cas du rayonnement synchrotron par un aimant de courbure, il est nécessaire d'utiliser un monochromateur, par contre, avec l'utilisation d'un onduleur, on obtient une certaine cohérence temporelle en utilisant un diaphragme et en réduisant au maximum l'émittance et la dispersion en énergie du faisceau d'électrons.

La cohérence spatiale est déterminée par l'étendue du faisceau, donnée par le produit de la surface de la source par l'angle solide contenant le rayonnement. Cette quantité est déterminée par les propriétés géométriques et l'énergie du faisceau d'électrons incident. Pour des émittances faibles du faisceau d'électrons, le faisceau de rayons X produit a un bon degré de cohérence optique, ce qui explique également la très forte brillance de ce rayonnement. Pour certaines applications, comme l'imagerie à contraste de phase, ce qui importe c'est d'avoir un faisceau peu divergent et de très petite taille, c'est-à-dire un rayonnement avec un bon degré de cohérence spatiale. Cette technique d'imagerie utilise le fait que la phase de l'onde est modifiée lorsqu'elle traverse un milieu d'un certain indice de réfraction. Cette variation de phase s'observe en analysant le rayonnement réfracté et diffusé ou les interférences. En combinant l'imagerie par contraste d'absorption (qui observe la variation d'intensité de l'onde lorsqu'elle pénètre un milieu) et l'imagerie par contraste de phase, on obtient des images d'excellentes résolutions [44].

III.6 Polarisation

Un des aspects du rayonnement synchrotron et du rayonnement par diffusion Compton inverse qui a seulement été évoqué dans les démonstrations est la polarisation du faisceau diffusé. La conservation de la polarisation est un avantage très intéressant pour beaucoup d'applications : en biologie ou en chimie mais aussi pour l'imagerie à contraste de phase. La possibilité d'avoir un faisceau de photons X polarisé (dans ce cas de haute énergie $\sim 20\text{-}30\text{ MeV}$) permet aussi de produire des positrons polarisés pour les projets ILC (International Linear Collider) ou CLIC (Compact Linear Collider) [45] [46].

III.7 Compacité

Il se trouve que la compacité d'une machine mais également son prix, sont des paramètres importants lors de l'investissement dans une technologie plutôt qu'une autre. Les synchrotrons sont des machines extrêmement volumineuses pour atteindre des énergies d'électrons de l'ordre du GeV, et même si un grand nombre d'expériences peut être mené en même temps sur différentes lignes de lumière, ces lignes ont un planning très chargé.

Il existe plusieurs cas également où le transport des échantillons à irradier jusqu'au synchrotron le plus proche est rendu difficile voire impossible (des pièces de musées par exemple), que les lignes de lumière ne sont pas totalement équipées pour réaliser les expériences ou bien également que le rythme de travail autour d'un instrument de physique des hautes énergies n'est pas adapté à certains laboratoires.

Les tubes à rayons X et les sources radioactives sont les instruments les plus compacts en la matière puisque aisément transportables. Une machine de production de rayons X basée sur la diffusion Compton inverse se positionnerait entre ces deux extrêmes. Pouvant tenir dans une salle de 100 m², elle pourrait être accessible en terme d'investissement à un laboratoire, une université, une entreprise ou un hôpital. L'avantage également pour un laboratoire ou une université de disposer de ce genre de machine est les possibilités de développement en interne, de contrôler totalement les paramètres de la machine, et d'en faire un excellent moyen de formation, ce qui n'est pas possible sur un synchrotron tant l'installation est complexe et vaste, ni sur un tube à rayons X qui est le plus souvent un instrument vendu "clé en main".

D'un point de vue compacité, il est évident que les installations utilisant des laser-plasmas pour produire des rayons X sont avantageées, la taille de l'installation dépendant de la taille des systèmes lasers qui deviennent de plus en plus compacts.

Conclusion

Les tubes à rayons X se sont bien implantés dans le domaine médical et civil, leurs applications sont nombreuses. Des recherches sont toujours en cours pour améliorer l'anode qui reste une limitation à un flux plus intense. Le rayonnement synchrotron, grâce à sa très forte brillance, est l'outil idéal pour la recherche dans le domaine des rayons X. Bien que les thérapeutes et radiologues soient à la recherche de ce type de source, très peu de lignes de lumière sont entièrement dédiées au traitement médical.

Une source de rayonnement X par diffusion Compton semble être un compromis entre ces deux technologies. La qualité du rayonnement s'approche davantage de celle du rayonnement synchrotron que de celle du rayonnement de freinage, même si la brillance n'est pas comparable. La taille et l'investissement pour une machine Compton seraient de l'ordre de ceux réalisés par les hôpitaux pour un centre de radiothérapie de dernière génération (17 MEuro pour le centre de radiothérapie de dernière génération de l'hôpital Pasteur à Toulouse [47]).

Les sources radioactives quant à elles sont peu utilisées dans la gamme 1 à 100 keV, uniquement en étalonnage de détecteurs ou en contrôle non destructif. L'accélération laser-plasma semblent être le futur des sources de lumière compactes même si pour l'instant la brillance et la qualité de faisceau sont loin de celles d'un synchrotron.

De nombreux projets sont en cours d'étude sur la diffusion Compton inverse. Le projet français THOMX cherche à construire une machine pour répondre à la demande des industriels, des laboratoires mais également du musée de Louvre dont les applications utilisant une source intense de lumière sont nombreuses [5].

Chapitre 3

État de l'art des sources Compton inverse en France et dans le Monde

C'est en 1963 que R. Milburn [1], F.R. Arutyunian et V.A. Tumanian [2] découvrent la possibilité de produire des rayons X par la diffusion de photons d'un laser visible sur des électrons accélérés. Dans les cinq années qui suivirent cette découverte, quelques laboratoires développèrent cette idée et des faisceaux de photons de faible intensité furent produits. La première installation de production de photons X d'énergie élevée date de 1978. Le laboratoire Frascati en Italie fut l'un des premiers à faire interagir le faisceau d'électrons de l'anneau de stockage Adone avec un laser. Comme l'explique A. D'Angelo [48], les premières sources de photons X Compton de haute énergie sont davantage dédiées à la physique nucléaire. Pour pouvoir obtenir des flux plus importants et éventuellement descendre en énergie pour atteindre le domaine des rayons X mous, plusieurs laboratoires dont deux laboratoires français (CLIO et le LURE) expérimentèrent la diffusion Compton inverse avec les lasers à électrons libres. Depuis une dizaine d'années maintenant, grâce aux développements des systèmes laser et à la miniaturisation des accélérateurs d'électrons, la diffusion Compton inverse est remise au goût du jour dans le but de développer des sources compactes de rayonnement X intense.

Dans ce chapitre, nous verrons quelles sont les sources Compton existantes dans le monde, puis ferons un point sur l'état de l'art en France, notamment à travers le projet THOMX.

I Les sources Compton dans le Monde

I.1 À travers les sources existantes ou ayant existé

Les premières sources de photons basées sur la diffusion Compton sont des sources fortement polarisées, d'énergie allant de 100 à 1800 MeV utilisées principalement pour la physique nucléaire. Elles ont été développées dans les synchrotrons. Les premières installations ayant expérimenté ces sources dans les années 60 sont, entre autres : le synchrotron de 600 MeV du Lebedev Physical Institute of the Academy of Science à Moscou (URSS) [49] et le Cambridge Electron Accelerator, un synchrotron de 6 GeV à Cambridge aux États-Unis [50]. Plus de détails sur ces premières sources Compton sont données dans la publication de A. D'Angelo, datant de 1998 [48]. Pour gagner en intensité,

des installations telles que DELTA (Dortmund ELection Test Accelerator) à Dortmund (Allemagne) [51] ou UVSOR près de Nagoya (Japon) [52] ont été parmi les premières à utiliser les onduleurs de leur anneau de stockage d'électrons à la fin des années 90. Les anneaux de stockage avec onduleur permettent de gagner trois ordres de grandeur en intensité de photons diffusés par rapport aux anneaux de stockage couplés seulement avec une cavité laser de type LEL [51]. Le principe de fonctionnement des sources Compton avec un onduleur est décrit dans le paragraphe sur l'installation CLIO à Orsay. Les études expérimentales de la diffusion Compton inverse ont donc débuté principalement dans les centres de recherche disposant d'un anneau de stockage d'électrons pour profiter du fort taux de répétition des anneaux, et d'un faisceau très énergétique et de bonne qualité.

Ce n'est qu'à partir des années 90 que l'idée est venue, grâce aux améliorations des systèmes laser et des accélérateurs linéaires (linacs) d'électrons, de travailler sur des sources compactes de rayonnement X basées sur la diffusion Compton. Plusieurs laboratoires disposant de linacs ont expérimenté ce principe pour produire des rayons X et commencer à étudier les premières applications médicales et industrielles de ces sources. Ce sont les États-Unis et le Japon qui ont développé à ce jour le plus de sources de rayonnement Compton.

Aux États-Unis tout d'abord, au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) à Livermore en Californie, deux projets ont été menés jusqu'à présent : PLEIADES (Picosecond Laser-Electron Interaction for the Dynamic Evaluation of Structures) [53] et T-REX (Thomson-Radiated Extreme X-ray Source) [54]. À l'université Vanderbilt dans le Tennessee, une source compacte de rayons X par diffusion Compton est dédiée entièrement à l'étude d'applications médicales [55]. Au SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) National Accelerator Laboratory, les études de Z. Huang, R. Ruth [56] et R. Loewen ont mené au développement de l'entreprise Lyncean Technology Inc. [57], ayant fabriqué une source compacte basée sur la technologie des anneaux de stockage d'électrons. Cette machine, la seule ayant atteint un flux digne des premières générations de synchrotron, est principalement utilisée pour des applications de cristallographie de protéines. Au Brookhaven National Laboratory (BNL) près de New-York, une collaboration avec des entreprises et laboratoires japonais a permis de produire des rayons X Compton sur l'installation ATF (Accelerator Test Facility) [58]. Au Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) à San Francisco, une expérience de diffusion Compton inverse en configuration d'angle de collision de 90° a eu lieu sur l'installation BTF (Beam Test Facility) qui est une ligne de transport d'électrons de l'ALS (Advanced Light Source) [59]. Enfin, un brevet américain a été déposé en 2006, par le MIT (Massachusetts Institute of Technology) pour une machine compacte avec un linac supra-conducteur et une cavité passive [60].

Au Japon, après UVSOR, de nombreux laboratoires ont expérimenté la diffusion Compton inverse soit sur des anneaux de stockage soit sur des linacs. Au National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), à Ibaraki une source Compton sur l'anneau de stockage d'électrons TERAS a été utilisée pour de nombreuses applications et est en perpétuelle amélioration [61]. Une autre source de plus basse énergie y est développée également, elle est basée sur un S-band linac [62]. À l'Université Waseda près de Tokyo, une source compacte est basée sur un linac. Pour augmenter le flux, un fonctionnement en multi paquets est prévu [63]. L'entreprise Sumimoto Heavy Industries Ltd.

et le centre de recherche Femtosecond Technology Research Association ont travaillé sur une source en configuration d'angle de collision de 90° [64]. À l'Université de Tokyo, en partenariat avec High Energy Accelerator Research Organization (KEK), une source Compton basée sur un linac X-band a produit des photons X mais doit être améliorée en terme de qualité de faisceau par une modernisation du canon à électrons [65].

En Chine, à l'Université de Tsinghua (Pékin) une source a été développée en tant que prototype au projet TTX [66]. Au Shanghai Synchrotron Radiation Facility (SSRF), une source de rayons X Compton est en fonctionnement depuis peu de temps [67]. Enfin, à Taiwan une source basée sur un linac est en cours d'installation [68].

Au Royaume-Uni, c'est sur l'accélérateur ALICE à Daresbury qu'a été mis en place une source Compton en 2009 [69]. Cette source n'est plus en fonctionnement car l'accélérateur a été reconverti en laser à électrons libres. En Italie, le projet PLASMONX prévoit de mettre en place une source Compton sur le photo-injecteur SPARC parmi des expériences d'interaction électrons-laser [70].

I.2 Quelques projets de sources Compton

L'objectif de la plupart de ces grands projets est d'augmenter l'intensité du flux de photons produits tout en réduisant au maximum la taille de l'installation. Certains projets ont en vue des applications bien précises, d'autres au contraire cherchent à avoir une machine polyvalente. Au MIT l'idée est d'utiliser un linac supra-conducteur pour réduire la taille de l'installation [71]. Au LLNL en collaboration avec SLAC National Accelerator Laboratory, le projet est de construire une machine produisant des X d'énergie élevée pouvant servir à la détection de matière radioactive dans des conteneurs ou pour la protection du territoire, (projet MEGA-ray) [72]. L'Université de Purdue dans l'Indiana en collaboration avec l'entreprise Radiabeam basée à Santa Monica en Californie et l'Université de Californie, développe une source pour faire de la photofission d'éléments lourds [73]. Après Lyncean Technology Inc. deux entreprises américaines se lancent également dans des projets de sources Compton compactes, RadiaBeam et MXiSystems [74].

Au Japon, le projet LUCX (Laser Undulator Compact X-ray), associe le High Energy Accelerator Research Organization (KEK) et l'Université de Waseda avec un laboratoire français, le LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay), pour coupler un linac avec une cavité Fabry-Perot à quatre miroirs [75]. Une des applications de cette source sera l'étude de la production de positrons polarisés pour le prochain collisionneur linéaire (ILC ou CLIC) [45].

Plusieurs projets comprenant un anneau de stockage de basse énergie sont en cours. Un projet d'anneau compact avec une cavité laser régénératrice a été proposé par P.N. Lebedev Physical Institute à Moscou en Russie [76]. L'anneau du projet NESTOR de l'institut Karkov en Ukraine est en cours de construction [77]. En Chine, c'est l'université Tsinghua à Beijing qui se lance dans le projet TTX [66].

En matière de rayonnement produit par laser-plasma, le LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée) de Palaiseau travaille en permanence sur différentes sources de rayonnement X. L'Université de Tokyo travaille également sur un projet de source Compton avec un faisceau d'électrons accélérés par un plasma [78].

II État de l'art des sources de rayons X en France

II.1 Les sources de forte brillance

II.1.a Les synchrotrons

La France dispose de deux synchrotrons sur son territoire, l'un à Grenoble, l'ESRF et l'autre à Saint-Aubin, SOLEIL le synchrotron français inauguré en décembre 2006. SOLEIL (Source Optimisée de Lumière d'Energie Intermédiaire du LURE) a été construit pour répondre à la demande des utilisateurs du rayonnement synchrotron en France et pour prendre la succession du LURE. Le LURE (Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Électromagnétique) était, avant 2003, un laboratoire pionnier en matière de rayonnement synchrotron avec trois anneaux de stockage ACO (Anneau de Collision d'Orsay), Super-ACO et DCI (Dispositif de Collision dans l'Igloo). Les synchrotrons fournissent aux utilisateurs des faisceaux de photons X de brillance élevée, pour des énergies de photons allant de l'infra-rouge aux rayons X durs (50-70 keV) (Figures 3.1 et 3.2).

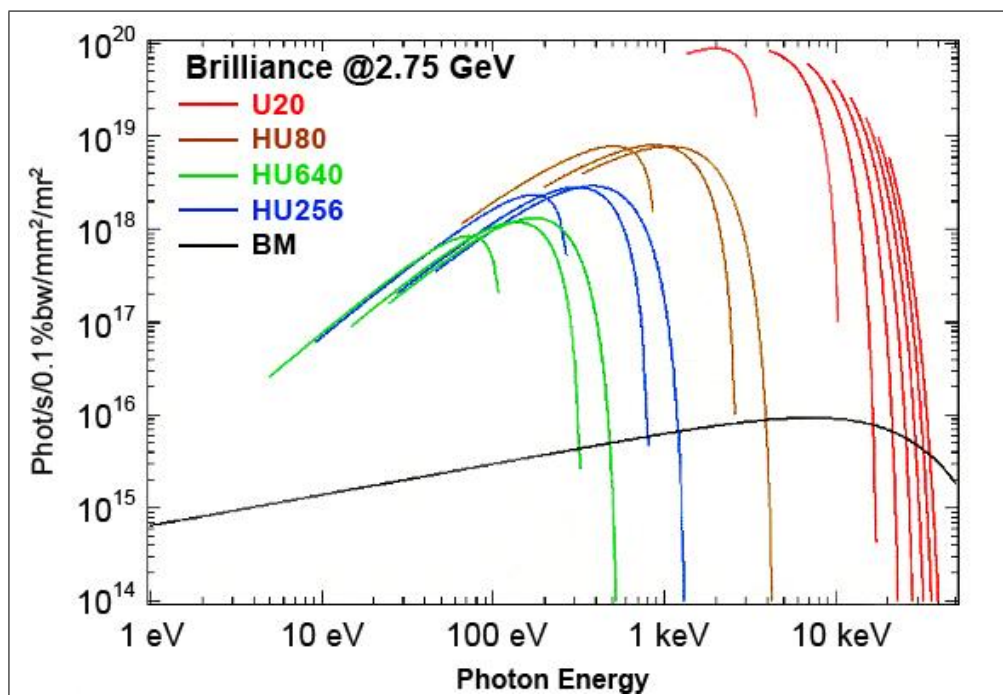


FIGURE 3.1 – Brillance du flux de SOLEIL en fonction de l'énergie des photons X diffusés pour différents éléments d'insertion. U20 : onduleur hybride sous vide, HU80 : aimant permanent de type APPLE II, HU640 et HU256 électroaimants [79].

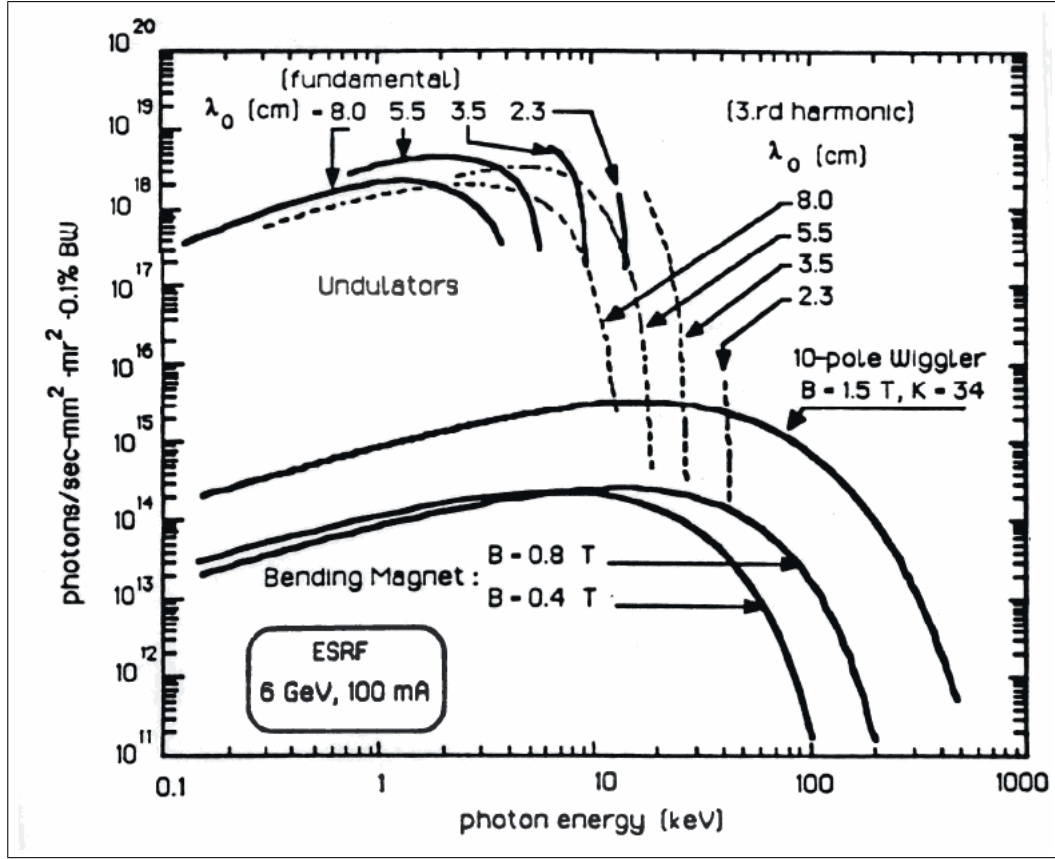


FIGURE 3.2 – Brillance du flux de l'ESRF en fonction de l'énergie des photons X diffusés pour différentes lignes de lumière [80].

On a vu précédemment que la circonférence de l'anneau d'un synchrotron doit être grande pour pouvoir courber la trajectoire d'électrons d'énergie de plusieurs GeV : la circonférence de l'anneau de SOLEIL est de 354 m, celle de l'ESRF, 844 m. En conséquence, 48 lignes de lumière sont disponibles à l'ESRF, 28 à SOLEIL.

II.1.b Les Lasers à Électrons Libres (LEL)

Un seul LEL au monde a pu pour l'instant produire des rayons X durs (8 keV) avec une brillance record de $20 \cdot 10^{32}$ photons/s/mm²/mrad²/0,1%BW. C'est le LCLS (Linac Coherent Light Source) à SLAC National Accelerator Laboratory en Californie [81]. Les LEL plus conventionnels sont des sources de photons de forte brillance mais dont le domaine d'énergie va généralement de l'infra-rouge à l'ultra-violet. Les LEL ont également l'avantage de produire un faisceau de lumière cohérente spatialement et temporellement ainsi que des pulses très courts.

On a vu précédemment qu'un faisceau d'électrons accélérés produit un rayonnement synchrotron lors de son passage entre les mâchoires d'un onduleur. Ce rayonnement non cohérent est émis dans la direction du faisceau d'électrons. La longueur d'onde de ce rayonnement est donnée par : $\lambda_R = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right)$ avec λ_0 la longueur d'onde de l'onduleur, γ le facteur relativiste lié à l'énergie des électrons et K le paramètre de l'onduleur.

Dans un LEL, ce rayonnement est piégé dans une cavité. Il interagit alors avec les électrons en les regroupant. Les électrons qui sont en avance de phase par rapport à la phase du rayonnement sont ralentis et ceux qui sont en retard par rapport à la phase sont accélérés. En sortant de l'onduleur, les micro-impulsions d'électrons sont constituées de paquets d'électrons séparés d'une longueur égale à la longueur d'onde λ_R . Le rayonnement produit par ces micro-impulsions en paquet est alors cohérent.

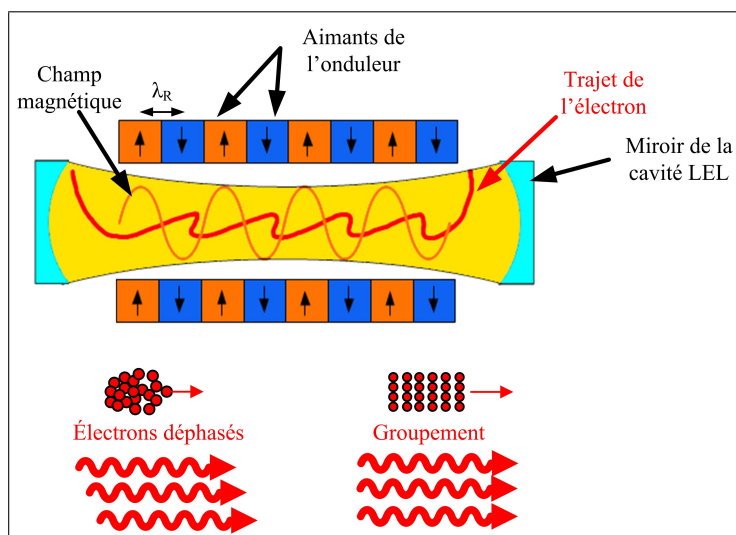


FIGURE 3.3 – Schéma expliquant le fonctionnement du laser à électrons libres [82].

Pour pouvoir atteindre le domaine d'énergie des rayons X mous, voire durs avec un LEL conventionnel, il est possible d'y produire des photons par diffusion Compton inverse. L'interaction se produit entre le faisceau d'électrons entrant dans la cavité LEL et le rayonnement synchrotron stocké dans la cavité. Il faut pour cela adapter la longueur de la cavité avec le taux de répétition de l'accélérateur d'électrons pour que les deux faisceaux se rencontrent dans la cavité. Ce rayonnement n'est pas aussi intense que le rayonnement du LEL dans l'infra-rouge ou l'ultra-violet mais par contre, il peut rivaliser en brillance crête avec le rayonnement des synchrotrons de première génération.

En France, CLIO (Centre Laser Infrarouge d'Orsay) est le seul LEL en fonctionnement. Il est constitué d'un accélérateur d'électrons avec un canon thermo-ionique et d'une structure accélératrice à 3 GHz pouvant accélérer les électrons de 8 à 50 MeV. L'intensité du courant crête dans la machine est de 100 A, les électrons sont répartis en micro-impulsions de 10 ps (FWHM) séparés par 16 ns, elles-mêmes répartis en macro-impulsions de 10 μ s à un taux de répétition allant de 6,25 à 25 Hz. L'émittance rms du faisceau d'électrons est de 40 π mm mrad. La cavité optique a une longueur de 4,8 m, les miroirs en argent ont un diamètre de 38 mm. L'onduleur a 38 périodes de 5,04 cm, pour une longueur totale de 1,92 m. Le rayonnement du LEL est compris entre 3 et 150 μ m, avec une puissance crête de 100 MW, la durée de la micro-impulsion va de 0,5 à 6 ps pour une largeur spectrale de 0,2 à 2 %. L'énergie du faisceau et la puissance diffusée en fonction de la longueur d'onde du rayonnement LEL sont donnés par la figure 3.4.

CLIO a réalisé pour la première fois la production de rayonnements X mous par diffusion Compton inverse dans la cavité du LEL. Le faisceau a atteint l'énergie de 12 keV.

Le nombre de photons produits a été estimé à 10^4 - 10^5 photons/s, ce qui correspond à une brillance de 10^9 - 10^{10} photons/s/mm²/mrad²/0,1%BW [83].

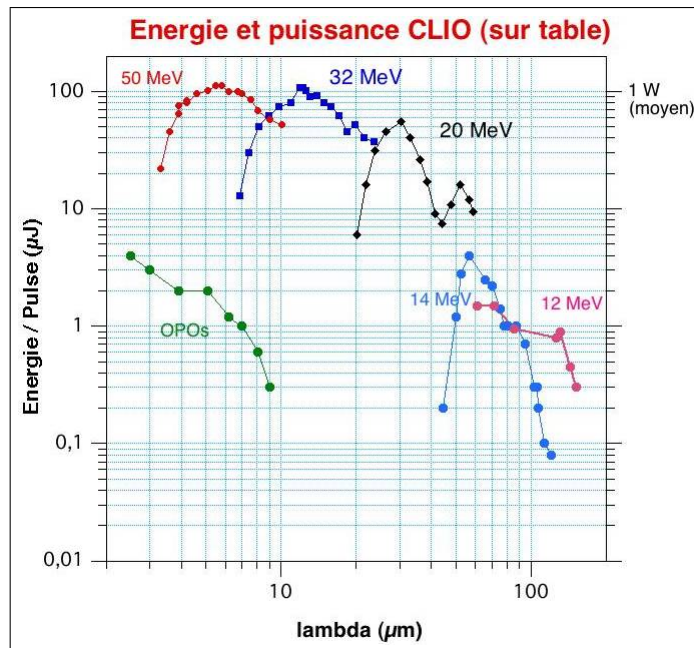


FIGURE 3.4 – Domaine spectral du LEL CLIO [84]

Il y a eu deux autres expériences de diffusion Compton inverse en France : une sur Super-ACO en 2001 et une à l'ESRF en 1998. Super-ACO était un anneau de stockage LEL du LURE d'énergie 800 MeV. La diffusion Compton inverse a été réalisée entre les positrons accélérés dans l'anneau et le rayonnement du LEL de longueur d'onde 300 - 430 nm. Le spectre du rayonnement s'étend alors de 14 à 35 MeV. Le nombre de photons produits est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^7$ photons/s [85].

L'expérience GRAAL à l'ESRF (sur la ligne de lumière BM7) consistait à profiter d'une section de droite sans éléments d'insertion pour installer un laser en contre-propagation du faisceau d'électrons d'énergie 6,04 GeV. Les photons X produits (10^6 photons/s) ont une énergie de 1,47 GeV. Cette expérience était utilisée pour des applications en physique nucléaire [86].

II.1.c Les projets de sources de lumière intense

La France participe actuellement au projet European X-FEL qui est en construction en Allemagne à côté de Hamburg. Ce projet a pour but de construire un laser à électrons libres pouvant atteindre le domaine des rayons X (longueur d'onde du rayonnement de 0,1 à 6 nm) avec une brillance crête de 10^{33} photons/s/mm²/mrad²/0,1%BW. Pour atteindre ces énergies, la longueur de l'accélérateur supraconducteur est de 2,1 km, pour une longueur totale de la machine de 3,4 km. Ce qui devrait permettre d'accélérer les électrons jusqu'à 17,5 GeV. Les premiers faisceaux sont attendus pour 2014 [87].

Le projet européen ELI (Extreme Light Infrastructure) est en phase de préparation. L'objectif de ce projet, auquel de nombreux laboratoires français participent, est de

construire une installation pour l'étude de l'interaction laser-matière. ELI devrait pouvoir produire en régime ultra-relativiste des faisceaux ultra-courts de photons mais aussi d'électrons, de protons, de neutrons, de muons et de neutrinos à haute énergie. Ce projet devrait permettre le développement de nouvelles techniques en microélectronique relativiste et en accélérateurs compacts de haute énergie. Le domaine médical devrait également profiter de cette installation pour améliorer les techniques de radiothérapie et d'hadronthérapie [88].

Parmi ces sources de forte brillance, seul le synchrotron permet d'aller au-delà de la dizaine de keV. Et bien qu'il offre un nombre important de lignes de lumière et donc d'expériences pouvant être menées en simultané, il reste malgré tout un équipement coûteux et volumineux que seuls peuvent s'offrir une organisation ou un pays. Partout dans le monde, sont proposés des projets de sources compactes de lumière dans le domaine des rayons X. Le projet français THOMX en fait partie. Il repose sur le principe de la diffusion Compton inverse.

II.2 Aperçu du projet THOMX

Ce projet est mené par le LAL-CNRS (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire) à Orsay, en collaboration avec SOLEIL, le CELIA-CNRS (Centre Lasers Intenses en Applications) à Bordeaux, le C2RMF-UMR171 (Centre de Recherche et de Restauration des Musées de France) du CNRS-Ministère de la culture à Paris, l'ILE-École Polytechnique (Institut de Lumière Extrême) à Palaiseau, le LMA-CNRS (Laboratoire des Matériaux Avancés) à Villeurbanne, mais également avec l'entreprise THALES et l'ESRF. L'idée est de concevoir une machine compacte capable de produire un flux intense et monochromatique de rayons X tout en étant accordable en énergie. La diffusion Compton semble tout indiquée pour ce genre d'objectif. Cependant, pour avoir un flux intense avec une machine compacte, certaines technologies sont nécessaires comme un anneau de stockage et une cavité laser. Les caractéristiques du flux demandées sont données dans le tableau 3.1.

Énergie des rayons X :	50-90 keV
Flux :	10^{11} - 10^{13} photons/s
Largeur de bande spectrale :	10%
Divergence :	< 2 mrad

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques attendues du flux de photons X.

Du côté des électrons, un anneau de stockage doit permettre d'augmenter le taux de répétition des paquets. Du côté laser, un système avec un fort taux de répétition et une puissance moyenne importante doit pouvoir stocker beaucoup d'énergie dans une cavité Fabry-Perot de haute finesse. Le schéma de la figure 3.5 représente les éléments importants de la machine.

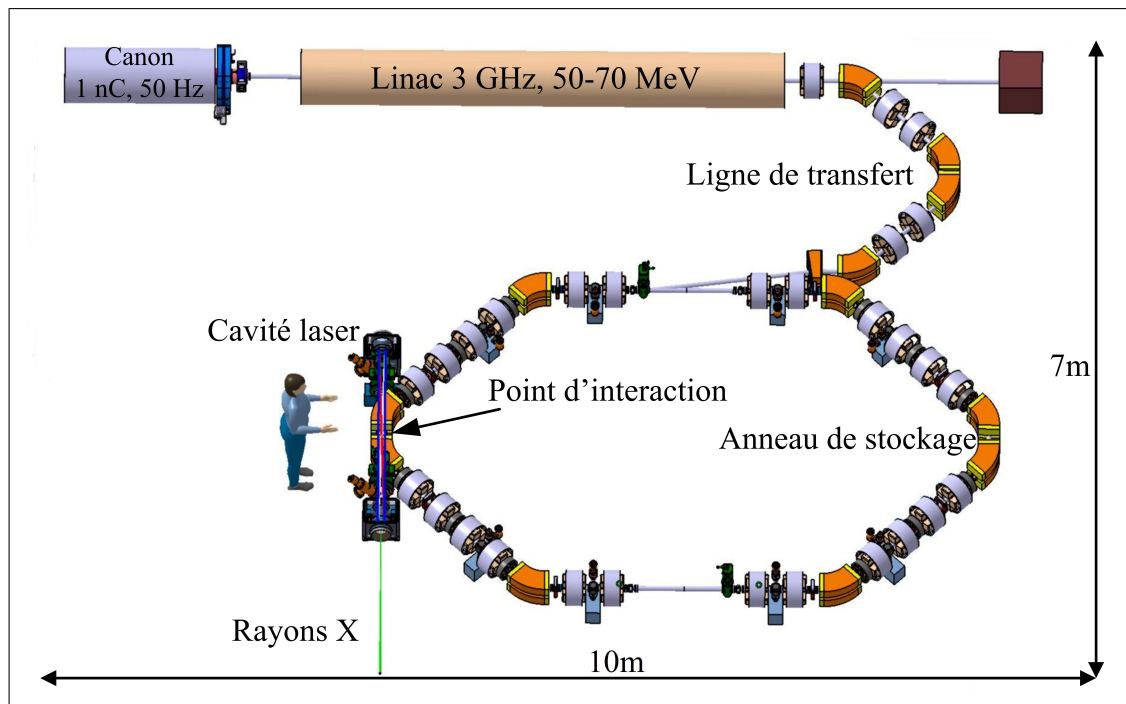


FIGURE 3.5 – Schéma représentant les principaux éléments de la machine THOMX

Quelques caractéristiques de l'accélérateur et du laser sont données par le tableau 3.2.

Énergie des électrons :	50 MeV
Charge des micro-impulsions :	1 nC
Émittance (normalisée, rms) :	$< 5 \pi \text{ mm mrad}$
β^*, taille rms du faisceau au point d'interaction :	10 cm, 70 μm
Puissance laser intracavité :	$> 100 \text{ kW}$
Fréquence de répétition de la machine :	50-200 MHz

TABLEAU 3.2 – Caractéristiques de l'accélérateur et du laser.

II.2.a La partie accélératrice

La canon à électrons prévu pour la machine est un photo-injecteur 3 GHz, 2,5 cellules, 4 MW (80MV/m) qui demande donc un système laser afin de produire les électrons. L'avantage du photo-injecteur est qu'il produit des faisceaux de faible émittance. La section accélératrice est à gradient constant, de type onde progressive, le champ crête nécessaire pour accélérer les électrons jusqu'à 50 MeV est de 16 MV/m, ce qui correspond à une puissance fournie de 14 MW. Le tableau 3.3 nous donne les caractéristiques du faisceau d'électrons en sortie du linac.

Énergie des électrons :	50 MeV
Émittance (normalisée, rms) :	4,2 mm.mrad
Taille du faisceau en transverse :	1,2 mm
Durée de la micro-impulsion :	4,5 ps
Dispersion d'énergie :	0,68 %

TABLEAU 3.3 – Caractéristiques des électrons en sortie du linac.

Pour un faisceau d'électrons à 70 MeV, la taille du faisceau et la dispersion d'énergie sont légèrement diminuées.

II.2.b L'anneau de stockage

Pour que les électrons passent de la partie accélératrice à l'anneau de stockage, une ligne de transfert est nécessaire. Celle-ci doit être achromatique pour préserver l'émittance du faisceau. Elle doit servir également de "décompresseur" magnétique pour allonger la durée des micro-impulsions et doit faire un demi-tour afin de réduire la taille de la machine. Il est important que les micro-impulsions soient de 20 ps en entrée d'anneau pour éviter une augmentation de l'émittance. Après le demi-tour, un dipôle d'angle -8° , un aimant septum pour annuler la déviation du faisceau et un kicker pour compenser l'angle résiduel du faisceau par rapport à la trajectoire optimale ($\leq 1^\circ$) permettent d'injecter le faisceau dans l'anneau. Pour travailler avec deux paquets et donc passer à 200 MHz de fréquence de répétition, le kicker devra fonctionner pendant un temps inférieur au temps de révolution des paquets dans l'anneau, c'est-à-dire 48 ns pour un anneau de circonférence 14,47 m.

L'anneau de stockage doit répondre à certaines contraintes dues à la diffusion Compton avec les photons et à la volonté de faire une machine compacte :

- Taille transverse du faisceau minimale au point d'interaction ($\leq 70 \mu\text{m}$)
- Fonction de dispersion nulle au point d'interaction pour éviter l'élargissement de la taille du faisceau
- Durée des micro-impulsions de l'ordre de 20-30 ps
- Anneau de faible circonférence

De plus, dans le cas des anneaux de stockage à faible énergie, il n'y a pas d'amortissement à court terme. C'est-à-dire qu'à 50 MeV, il faut quelques secondes pour que le faisceau disparaisse. De ce fait, le paquet d'électrons devra être injecté sur l'axe du tube à vide. À basse énergie, un faisceau est très sensible à son champ induit, il faut donc faire très attention au design du tube à vide pour éviter l'effet de sillage. Il faut également pouvoir éjecter et remplacer les paquets d'électron dès que ceux-ci présentent une détérioration due au rayonnement synchrotron, à la charge d'espace ou à la diffusion Compton.

Le type de structure choisie pour l'anneau est un Double Bend Achromat (DBA) ou structure Chasman Green de symétrie d'ordre 4 : 8 dipôles, 4 sections de droites, 24 quadrupôles, 12 sextupôles (Figure 3.5).

II.2.c Le système laser et la cavité

Le système laser doit fournir un faisceau laser de puissance moyenne élevée, à un fort taux de répétition tout en préservant une bonne qualité de faisceau pour l'injection dans la cavité Fabry-Perot. Les spécifications demandées pour ce système sont :

- Longueur d'onde : 1030 nm
- Durée des micro-impulsions laser : quelques ps
- Taux de répétition du laser : 41,4 MHz
- Puissance moyenne : 100 W

Pour cela, deux projets ont été mis en place, l'un, ELSYFO a étudié une configuration d'oscillateur laser de forte puissance combiné avec un étage amplificateur à faible gain et l'autre, MIGHTYLASER, un oscillateur de faible puissance mais combiné avec un amplificateur à fibre laser. Cette dernière configuration semble plus prometteuse car plus stable en terme de fréquence et rejoint les travaux effectués par Pupeza [89].

La cavité sera vraisemblablement couplée à l'anneau au niveau des courtes sections de droites. C'est une cavité Fabry-Perot à quatre miroirs de chemin optique 8 m. Le gain passif de cette cavité devrait atteindre 10 000. Les figures 3.6 et 3.7 montrent l'implantation de la cavité dans l'anneau ainsi que la géométrie de la cavité à quatre miroirs.

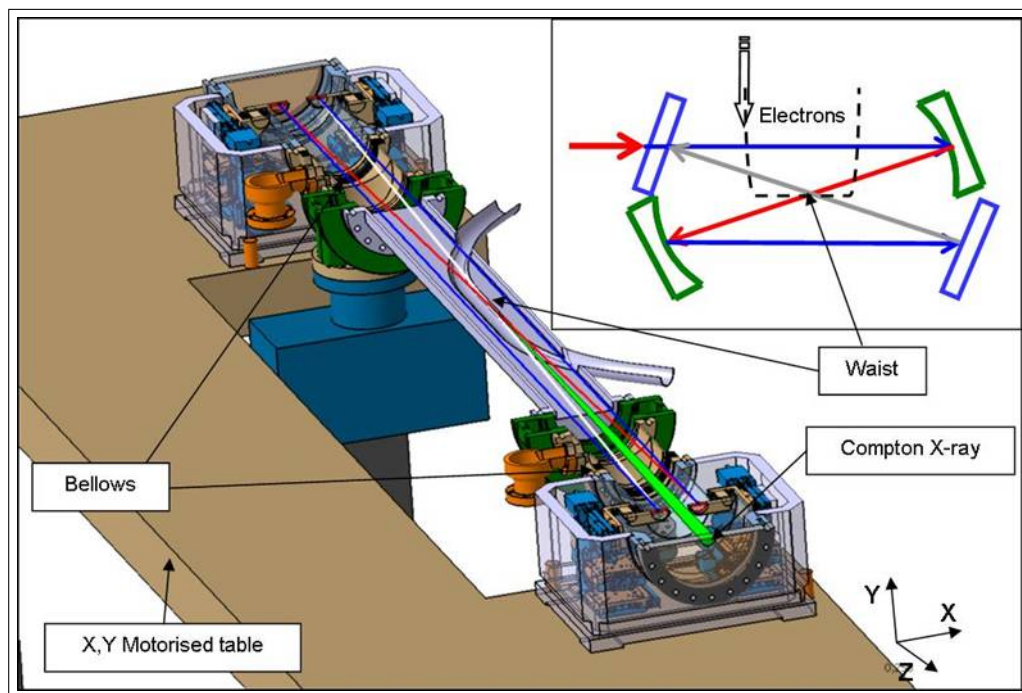


FIGURE 3.6 – Cavité laser à quatre miroirs

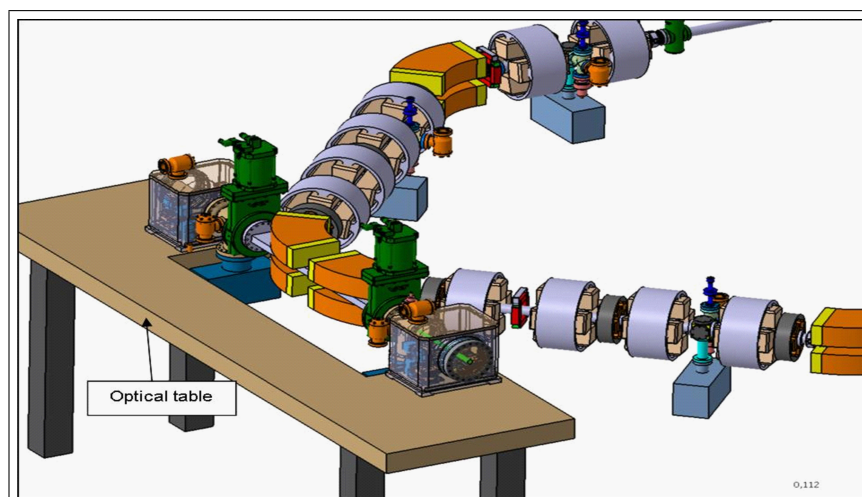


FIGURE 3.7 – Section de l'anneau et table supportant la cavité laser à quatre miroirs

Une cavité à haute finesse (~ 1900) à deux miroirs a déjà été testée sur le LUCX du KEK, le résultat est donné dans les références [90], [91], [92]. Un prototype de cavité à quatre miroirs réalisée par le LAL a été testée sur cette installation.

Actuellement, le projet THOMX est en phase de Technical Design Report, si ce projet devait se concrétiser, une première machine serait en fonctionnement en 2014 [6].

Conclusion

Avec une description des mécanismes d'interaction et de production de rayons X par effet Compton inverse, la première partie de ce mémoire a montré qu'une telle source avait beaucoup d'avantages pour de nombreuses applications. On a vu également qu'un grand nombre de laboratoires, aux États-Unis et au Japon, exploitent les propriétés de ces sources et que de grands projets sont en cours de développement. Bien que des expériences de production de rayons X par diffusion Compton aient déjà été réalisées en France, aucune source n'est actuellement disponible. Pourtant, la demande d'un tel rayonnement existe en France comme en témoigne les avancées du projet THOMX.

L'installation ELSA (Électrons et Lasers pour des Sources Alternatives) du CEA DAM DIF est un accélérateur linéaire d'électrons produits par photo-injection. L'utilisation d'un laser pour la photo-injection rend ELSA particulièrement bien adaptée à l'étude de la diffusion Compton inverse. C'est ce qui va être montré dans cette deuxième partie.

Deuxième partie

Implantation d'une source de rayons X par diffusion Compton sur ELSA

Chapitre 1

L'installation ELSA du CEA DAM DIF

L'installation ELSA (Électrons et Lasers pour des Sources Alternatives) du CEA DAM DIF est située à Bruyères-Le-Châtel. À l'origine, ELSA a été construite pour étudier la physique des lasers à électrons libres afin de procurer à la France les éléments lui permettant d'avoir un regard critique sur le projet IDS (Initiatives de Défense Stratégique, 1983) du gouvernement américain. Ce projet (également appelé "guerre des étoiles") avait pour objectif d'utiliser les lasers à électrons libres en tant que moyen de défense du territoire. À la suite de l'abandon du projet par les américains, ELSA s'est reconvertie en source de rayonnement X pour des besoins internes. Depuis 1995, elle est donc utilisée en tant que source de faisceaux d'électrons et de photons pour l'étude de la physique des faisceaux et pour un grand nombre d'applications de métrologie et de caractérisations. En 2004, des lignes de faisceaux ont été ajoutées à l'accélérateur, offrant aux utilisateurs une nouvelle aire expérimentale plus spacieuse et moins bruitée, baptisée "extension".

I Description de l'installation

L'installation se situe dans un bâtiment de 200 m² composé de 5 pièces principales (Figure 1.1) :

- La casemate où se situe l'accélérateur, l'ancienne ligne du LEL et maintenant l'expérience d'interaction Compton inverse.
- L'extension avec les nouvelles lignes de faisceau et l'emplacement pour les expérimentations avec le rayonnement de freinage.
- Le hall technique avec les éléments de haute tension.
- La salle laser contenant l'ensemble du système laser qui génère les faisceaux pour le photo-injecteur et l'expérience Compton.
- La salle de contrôle commande.

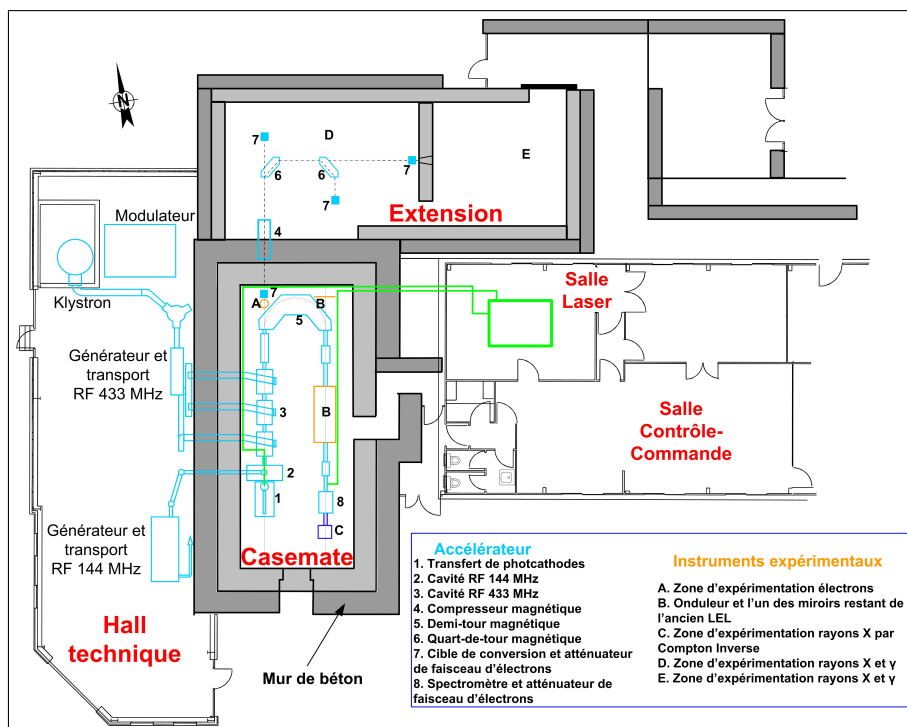


FIGURE 1.1 – Plan de l'installation ELSA indiquant l'emplacement de certains éléments de l'accélérateur et des zones expérimentales. La zone d'expérimentation Compton choisie est également indiquée sur ce plan.

I.1 La casemate

La casemate d'environ 60 m² contient l'accélérateur linéaire d'électrons (LINAC pour LINear ACcelerator), un compresseur magnétique composé de trois aimants de courbure et une ligne de faisceau anciennement dédiée au LEL qui est maintenant utilisée pour l'interaction Compton inverse. On remarque sur la figure 1.1 que l'onduleur et une des chambre à vide contenant un miroir sont toujours en place sur la ligne.

Le linac d'ELSA est un linac à fort courant d'électrons avec quatre cavités accélératrices radio-fréquence. Pour pouvoir alimenter un LEL, le faisceau d'électrons doit être formé de paquets d'électrons (ou micro-impulsions) de l'ordre de quelques picosecondes et fournir des courants crêtes de l'ordre de quelques centaines d'Ampère (voire kiloAmpère). Pour cela, les électrons sont produits par effet photo-électrique dans un photo-injecteur. Un laser illumine une photocathode provoquant l'émission d'électrons du matériau utilisé. Grâce au champ accélérateur de la cavité à 144 MHz du photo-injecteur les électrons peuvent atteindre une énergie de 2 MeV (Figure 1.2). Ils sont ensuite accélérés dans trois cavités radio-fréquence à 433 MHz (fréquence triple de celle du photo-injecteur). La première cavité comporte deux cellules, les deux autres trois cellules. Les électrons sont alors accélérés jusqu'à leur énergie nominale, celle-ci peut atteindre 18 MeV. En bout de ligne accélératrice, un premier dipôle permet soit :

- de courber la trajectoire du faisceau pour l'envoyer dans le demi-tour
- soit
- de le laisser aller tout droit vers la salle d'expérimentation baptisée "extension".

Le LEL n'étant plus en fonctionnement, après le demi-tour le faisceau est transporté jusqu'à un aimant qui permet de dévier les électrons de leur trajectoire rectiligne vers le sol où se situe une coupe de Faraday qui fait office de stoppeur de faisceau.

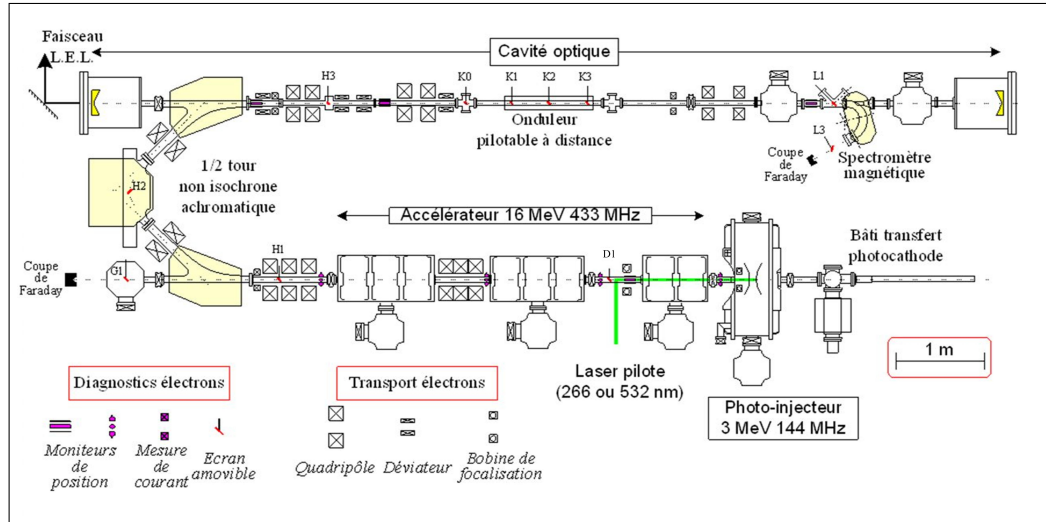


FIGURE 1.2 – Schéma de l'installation ELSA dans la casemate telle qu'elle était lors du fonctionnement en LEL. L'aimant déviateur de faisceau est indiqué en tant que spectromètre.

I.2 L'extension

L'extension est la principale zone d'expérience d'ELSA puisque c'est dans ce hall de 80 m² que sont produits les photons par rayonnement de freinage. Il y a une différence d'environ 80 cm de hauteur entre le sol de la casemate et celui de l'extension. La mise à hauteur du faisceau, en entrée de l'extension, est faite à l'aide d'un double aimant alpha dans le plan vertical (Figure 1.3). Ce dipôle permet de :

- compresser le faisceau temporellement de 10 à 20 ps,
- conserver une bonne émittance de faisceau,
- de translaté le faisceau verticalement d'une hauteur de 80 cm vers le bas dans un minimum d'espace.

Le champ magnétique de l'aimant alpha est à gradient constant dans le demi-espace de l'aimant :

$$\text{Pour } z > 0, B_x = Gz, B_y = 0, B_z = Gx,$$

$$\text{Pour } z < 0, B = 0.$$

Comparé aux dipôles ordinaires, les aimants alpha ont l'avantage d'être achromatiques si l'angle d'incidence est de 40,71° par rapport à l'axe de propagation du faisceau. Les trajectoires pour différentes énergies de faisceau sont homothétiques avec un rapport de $\sqrt{\gamma}$. De plus, grâce à la continuité du champ en $z = 0$, il est possible de construire des aimants alpha avec des champs de fuite réduits et donc de s'affranchir des effets de bords comme ceux que l'on rencontre avec des dipôles classiques [93].

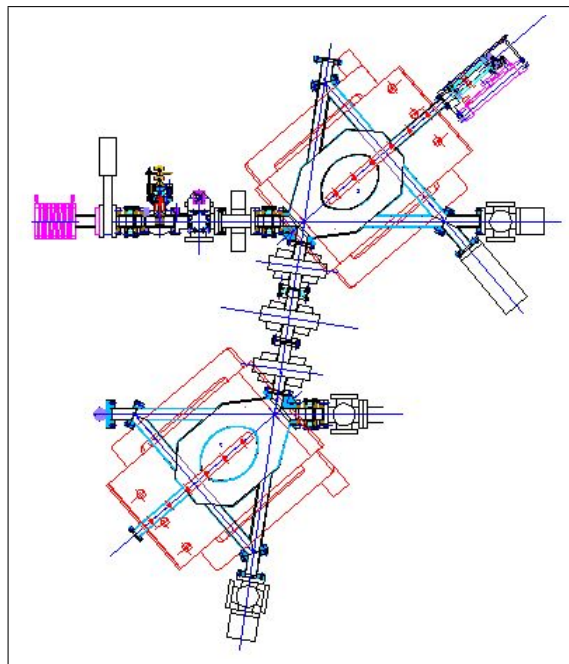


FIGURE 1.3 – Vue dans le plan vertical du compresseur en double aimant alpha, un triplet de quadrupôle est placé entre les deux aimants [93].

En sortie du compresseur double alpha, trois lignes de faisceau peuvent être utilisées pour les expérimentations (Figure 1.4). Mais pour l'instant, seule la ligne allant à la cible est utilisée. Pour conduire le faisceau jusqu'à la cible, un déviateur à 90° a été conçu pour préserver la qualité du faisceau d'électrons et perdre le moins possible de place en éléments de transport du faisceau. Ce déviateur est constitué de deux dipôles magnétiques encadrant un quadrupôle. Il est achromatique et isochrone au premier ordre [94].

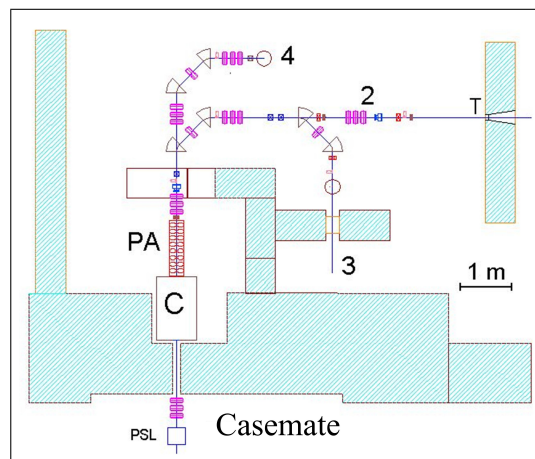


FIGURE 1.4 – Schéma représentant les trois lignes de faisceau (2, 3, 4), le positionnement de la cible (T), celui du compresseur en double alpha (C), d'un éventuel Post-Accélérateur (PA) et d'un éventuel linéariseur de phase (PSL) dans l'extension [93].

Après 6-7 m de transport en ligne droite, le faisceau est focalisé sur une cible. La cible actuellement utilisée est un disque de tantale incliné à 45° d'un diamètre de 25 mm

et d'épaisseur 1,2 mm. L'inclinaison de la cible permet de visualiser le faisceau d'électrons et porte l'épaisseur traversée à 1,7 mm. Elle est suivie d'un stoppeur constitué de 37 mm d'aluminium et d'un collimateur en Dénal ouvert à 15° ou $1,5^\circ$. Les électrons sont convertis en photons par rayonnement de freinage dans la cible de tantale. Le stoppeur placé juste derrière la cible arrête les électrons résiduels et atténue également les rayons X de basse énergie. La figure 1.5 présente les distributions spectrales absolues des rayonnements de freinage rapportées par unité de surface, par électron "source" et bandes spectrales de 1 MeV. Elles ont été simulées avec le code MCNP5 [95] sur l'axe d'irradiation à 1 m (par convention) de la cible, dans l'hypothèse d'un faisceau d'électrons étroit et normal à la cible.

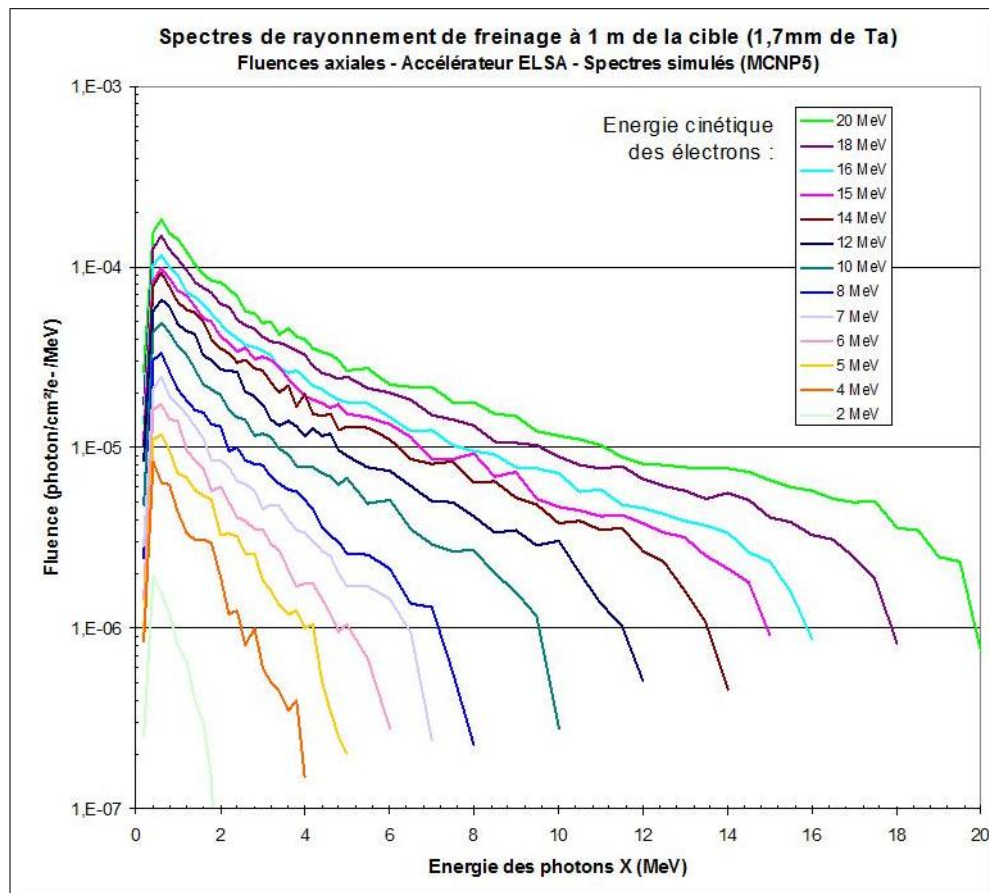


FIGURE 1.5 – Distributions spectrales des rayonnements de freinage d'ELSA obtenus sur l'axe à 1 m d'une cible en tantale (1,7 mm) pour différentes énergies cinétiques initiales des électrons. Calculs avec MCNP5, en injectant entre 35 et 100 millions d'électrons "sources" [25].

Il a été prévu également dans l'extension de pouvoir installer un post-accélérateur et un linéariseur de phase pour augmenter l'énergie du faisceau jusqu'à 40 MeV [93].

I.3 Le hall technique

Ce hall accolé à la casemate contient les éléments nécessaires au fonctionnement de l'accélérateur et au transport de faisceau.

- Les éléments fournissant la haute tension aux cavités (klystron, tétrode, transistors).
- Les alimentations de ces éléments mais également de tous les éléments d'optique magnétique, des pompes à vide, etc ...
- Tout le système de refroidissement des éléments avec une réserve de 8 m³ d'eau.
- Les guides d'onde permettant de transporter le champ électromagnétique accélérateur vers les cavités.

I.4 La salle laser

La salle laser est occupée principalement par la table laser contenant le système laser pour le photo-injecteur. Sont également installées dans cette salle, les alimentations haute tension des cellules de Pockels et des amplificateurs Nd :YAG. Des éléments de diagnostics permettent de contrôler la qualité du faisceau laser et sont reliés à des oscilloscopes de visualisation. Une succession de tubes permet de transporter le faisceau laser de cette salle à la casemate mais également de récupérer le signal visible provenant du faisceau d'électrons pour l'envoyer sur une caméra à balayage de fente située dans cette salle. Plus de détails sur cette ligne de lumière sont donnés dans la suite du manuscrit.

I.5 La salle de contrôle commande

C'est la salle où sont regroupés les écrans de contrôle et les systèmes de commande de l'accélérateur. Chaque écran de visualisation est relié à un instrument de diagnostic du faisceau d'électrons ou de contrôle du fonctionnement des cavités accélératrices. L'accélérateur est piloté par un logiciel de supervision réalisé sous Panorama distribué par la société CODRA. La supervision d'ELSA permet de mettre en marche les alimentations, de contrôler le vide dans l'installation, de régler l'aspect temporel des impulsions, de gérer l'imagerie du faisceau, et de piloter les différents aimants pour diriger le faisceau. Les cavités sont pilotées par le logiciel AMPHI développé en interne.

II Fonctionnement de l'accélérateur d'ELSA

Cette section a pour objectif de décrire le fonctionnement de l'accélérateur d'ELSA à travers la production des électrons, l'accélération et le transport du faisceau. Le dernier paragraphe décrira les instruments de diagnostics faisceau utilisés sur ELSA.

II.1 Le laser et le photo-injecteur

II.1.a Le photo-injecteur

Le linac d'ELSA a été construit avec l'un des premiers photo-injecteurs au monde. Un laser pulsé de longueur d'onde 532 nm illumine une photocathode en Cs₃Sb. Les électrons sont produits par effet photoélectrique. Le laser permet d'extraire des paquets d'électrons de durées correspondant à la durée de l'impulsion laser (entre 10 et 100 ps) et de charge allant jusqu'à 10 nC. Le rendement quantique de la photocathode est de 1 à 5 %. La charge par micro-impulsion extraite de la photocathode est donnée en fonction

de l'énergie du laser incident E_ℓ et du rendement quantique ρ pour un laser de 532 nm, par :

$$q[\text{nC}] = 4,3\rho[\%]E_\ell[\mu\text{J}] \quad (1.1)$$

On en déduit que le laser doit fournir une énergie minimale de $2,3 \mu\text{J}$ pour obtenir jusqu'à plus de 10 nC avec un rendement de photocathode de 1 %. Ce qui correspond à une puissance laser minimale de 0,23 MW pour une micro-impulsion de 10 ps.

La cathode est placée dans une cavité radio-fréquence à 144,44 MHz pour que les électrons soient en quelques centimètres à des vitesses ultra relativistes (Figure 1.6). Le champ, de l'ordre de 20 MV/m peut donner au faisceau une énergie de 2 MeV en sortie de photo-injecteur. L'accélération rapide des électrons permet de diminuer les effets néfastes de charge d'espace dont notamment une forte dégradation de la qualité géométrique du faisceau (mesurée en terme d'émittance). Une bobine de focalisation au niveau de l'anode permet de compenser les effets défocalisants de la charge d'espace et du champ radial de la cavité. L'avantage d'un photo-injecteur par rapport à un canon thermo-ionique (technologie basée sur le chauffage d'une cathode, également utilisée dans les linacs) est la possibilité d'avoir une excellente maîtrise de la distribution temporelle et spatiale du faisceau d'électrons et de lui conférer une bonne émittance.

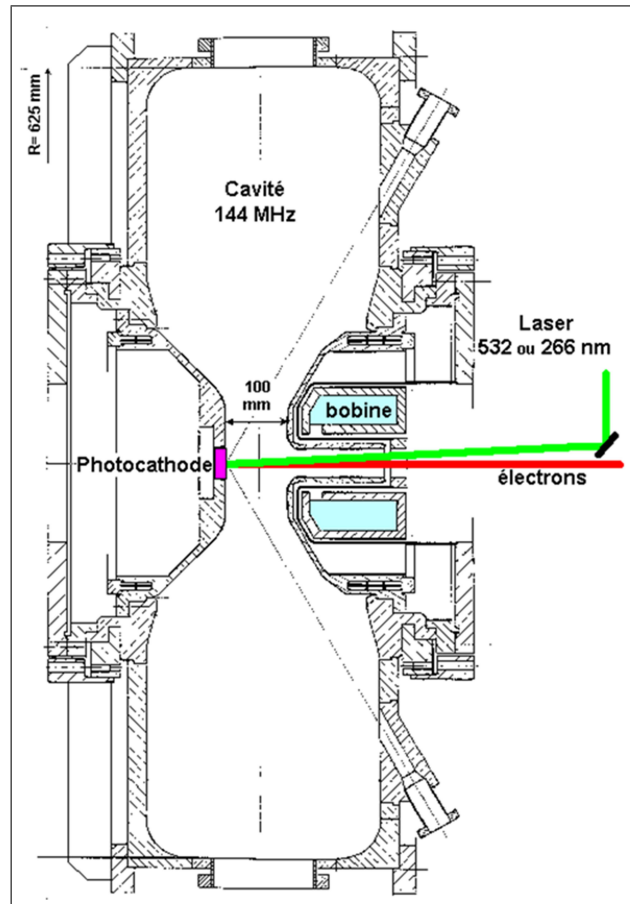


FIGURE 1.6 – Schéma du photo-injecteur d'ELSA.

Les photocathodes sont fabriquées dans un évaporateur sous une pression de l'ordre de 10^{-10} mbar. La technique de fabrication consiste à déposer des couches de Sb et Cs sur un substrat en molybdène chauffé à température constante. La fabrication est contrôlée par la mesure du photo-courant provoqué par l'éclairement d'un laser continu à 543,5 nm (laser He-Ne). Les photocathodes, fabriquées au laboratoire "dépôt sous vide" hors du bâtiment accélérateur, sont transportées dans des valises sous ultravide jusqu'à la casemate puis connectées au photo-injecteur.

II.1.b Chaîne laser pour la photocathode

Cette chaîne située dans la salle laser comporte trois sous-ensembles :

- L'oscillateur pilote à verrouillage de mode, de fréquence 72,22 MHz fournissant des impulsions à 1064,1 nm de durée 35 ps (LTMH).
- Un modulateur électro-optique (cellule de Pockels) de sélection d'impulsion pour modifier le séquençement des micro-impulsions.
- Une chaîne amplificatrice qui assure l'amplification de la macro-impulsion (train de micro-impulsions).
- Un étage de génération de 2^{ème} harmonique constitué d'un cristal non linéaire de KTP.

D'autres éléments peuvent venir compléter ce système, comme une fibre optique associée à une paire de réseaux pour compresser la durée des impulsions. Il est possible ainsi de faire varier cette durée de 10 à 100 ps.

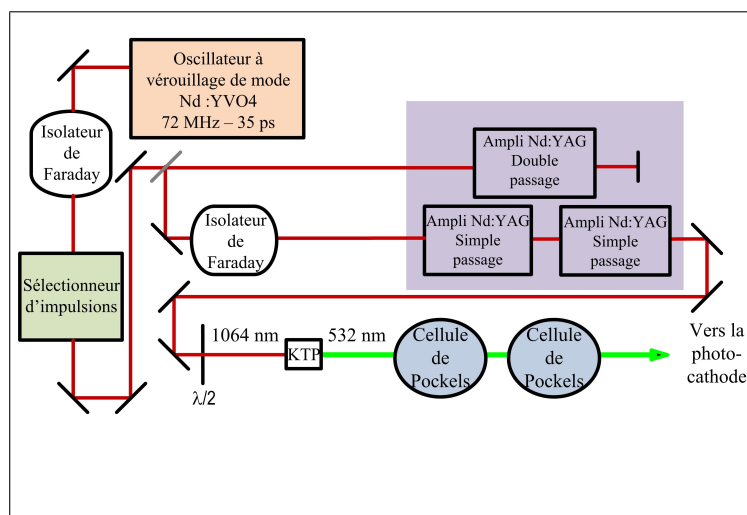


FIGURE 1.7 – Schéma simplifié du système laser.

La mise en forme des macro-impulsions est assurée par des cellules de Pockels indiquées sur la figure 1.7.

Le laser vert parcourt ensuite une distance d'environ 15 m pour arriver au niveau du photo-injecteur. Une table laser située dans la casemate permet de mettre en forme le faisceau au plus près de la photocathode.

II.1.b.i L'oscillateur pilote

L'oscillateur pilote est un laser constitué d'un cristal amplificateur de Néodyme dopé à l'Yttrium Orthovanadate ($\text{Nd}:\text{YVO}_4$) de longueur d'onde d'émission 1064,1 nm et de longueur d'onde d'absorption de 806 nm (Figure 1.8).

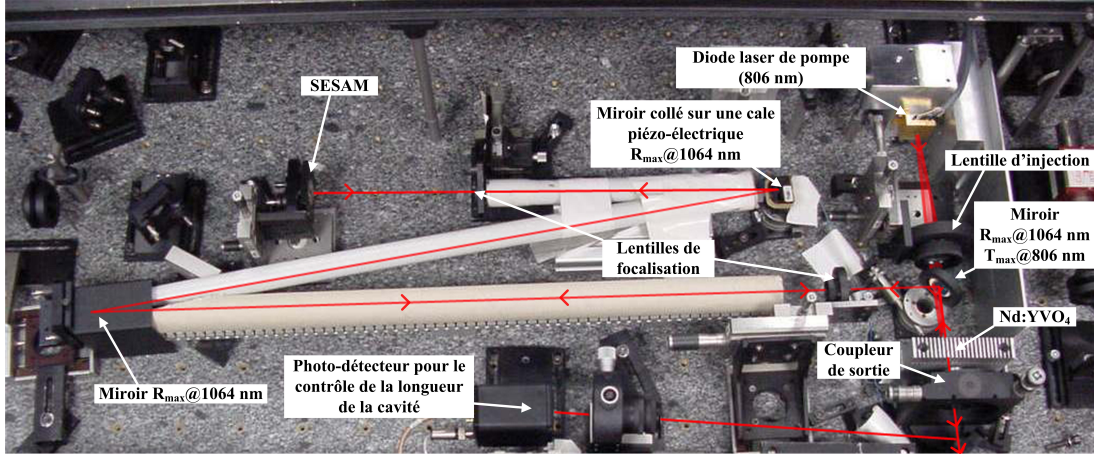


FIGURE 1.8 – Photographie de l'oscillateur laser avec le trajet du faisceau en rouge.

Le milieu amplificateur est pompé longitudinalement par une diode laser d'environ 4 W émettant à 806 nm. La cavité laser contenant le milieu amplificateur fait une longueur de 2,06 m. Par manque de place, elle est repliée grâce à l'utilisation de plusieurs miroirs réfléchissants à 1064,1 nm. La longueur de la cavité doit coïncider avec la fréquence de 72,22 MHz, par $f_{rep} = \frac{c}{2L}$ si on néglige les effets de dispersion (dus au milieu amplificateur, ou aux revêtements des miroirs). Un des miroirs de la cavité est monté sur une cale piezo-électrique pilotée par un comparateur de phase. En sortie de l'oscillateur, un bras du faisceau est envoyé sur un photo-détecteur, la phase du laser est comparée à celle du signal de référence à 72,22 MHz provenant directement d'un synthétiseur de fréquence. La gigue de cet accord en phase est inférieure à 6 ps rms.

Le verrouillage de mode est obtenu à l'aide d'un composant passif : un absorbant saturable (SESAM : Semiconductor Saturable Absorber Mirror). Il est constitué d'un miroir de Bragg déposé sur un substrat d'arséniure de gallium et recouvert d'une couche d'absorbant saturable. Le miroir de Bragg est une succession de couches de milieux de réfraction différents (GaAs d'indice 3,49 et AlAs d'indice 2,95 pour ce SESAM). En régime continu, les pertes sont supérieures au gain dans la cavité. En régime impulsif, ce sont les gains qui doivent être plus élevés que les pertes. Pour cela, il faut que les modes longitudinaux résonnent en phase de manière à augmenter le coefficient de réflexion du SESAM par rapport au fonctionnement continu. À chaque aller-retour dans la cavité, le SESAM sélectionne le pic de plus grande intensité, ce qui a pour effet de créer un train d'impulsions courtes coïncidant avec la fréquence de la cavité $\frac{c}{2L}$. La durée des impulsions produites est inversement proportionnelle au nombre de modes propres du laser et donc à la largeur de la raie de transition du milieu amplificateur. Pour le $\text{Nd}:\text{YVO}_4$, la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain de la transition laser est d'environ 260 GHz [96], ce qui donne comme durée minimale de micro-impulsion 3,8 ps.

Longueur d'onde :	1064,1 nm
Durée des micro-impulsions (LTMH) :	35 ps
Fréquence du laser :	72,22 MHz
Puissance moyenne :	460 mW
Fluctuations :	< 1 %
Mode transversal :	TEM ₀₀
Polarisation :	linéaire

TABLEAU 1.1 – Caractéristiques de l'oscillateur laser [97].

Les données du tableau 1.1 en sortie de l'oscillateur correspondent à une énergie de 6,4 nJ et donc à une puissance crête de 190 W. Pour atteindre les 0,5 MW requis pour avoir une charge de 10 nC, il est nécessaire d'amplifier le signal laser. C'est le rôle de la chaîne d'amplificateurs.

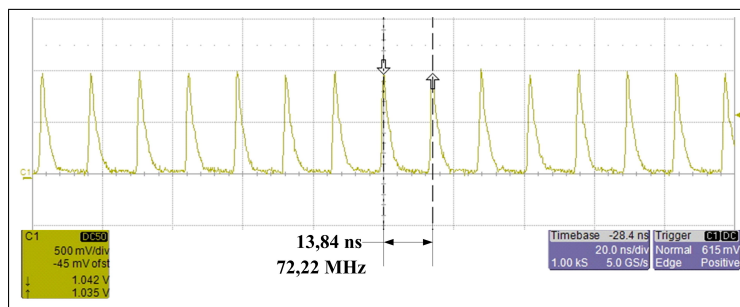


FIGURE 1.9 – Micro-impulsions en sortie de l'oscillateur laser observées à l'oscilloscope.

II.1.b.ii La chaîne amplificatrice

Elle est constituée de trois amplificateurs Nd :YAG (Grenat d'yttrium-aluminium dopé néodyme) pompés par des lampes flash. Le premier amplificateur est utilisé en double passage, les deux suivants en simple passage. Ils sont utilisés également pour former des trains de micro-impulsions laser d'une durée pouvant aller jusqu'à 140 μ s qu'on appelle macro-impulsion. Les amplificateurs sont déclenchés avec un certain retard les uns par rapport aux autres de manière à répartir leur gain sur toute la durée de la macro-impulsion et avoir un train relativement plat. Dans les amplificateurs à fort gain, l'émission spontanée due à l'inversion de population dans le milieu actif est amplifiée et génère un faisceau de lumière incohérent. Cet effet, l'Émission Spontanée Amplifiée (ASE) a des conséquences directes sur l'amplification du signal cohérent :

- Un bruit de fond s'ajoute aux micro-impulsions, cependant, il est suffisamment faible pour être supprimé lors de la conversion de fréquence.

- Des oscillations sont générées à cause du fort gain des trois amplificateurs. Un isolateur de Faraday est placé dans la chaîne d'amplification pour éviter l'ASE.
- On verra dans la suite que l'ASE doit être annulée pour pouvoir augmenter la puissance crête du laser.

En sortie de la chaîne, l'énergie des micro-impulsions est d'environ $13 \mu\text{J}$, ce qui est largement suffisant pour produire les micro-impulsions d'électrons de 10 nC de charge. Les fluctuations d'énergie des micro-impulsions en sortie de chaîne n'excèdent pas 1% rms [98].

II.2 Les cavités accélératrices de l'accélérateur

La chaîne accélératrice d'ELSA est constituée de trois cavités contenant plusieurs cellules fonctionnant avec des ondes stationnaires au mode de résonance π à 433 MHz. Cette fréquence a été choisie pour réaliser un compromis entre une fréquence basse pour réduire la dispersion en énergie et une fréquence élevée pour avoir un fort champ accélérateur. La longueur des cellules doit être de $\frac{\lambda}{2} = 346 \text{ mm}$. Les ondes stationnaires dans la cavité sont la superposition des ondes progressives de sens opposés. Le mode π de la cavité fait que le champ dans les cellules est en opposition de phase d'une cellule à l'autre. L'accélération des micro-impulsions se fait par le champ électrique de l'onde (mode TM_{010}), qui est parallèle à la trajectoire du faisceau. Le champ électrique étant de signe différent à chaque cellule, si on règle la phase des électrons sur celle de l'onde RF, le travail des électrons est toujours positif, l'accélération est maintenue dans toute la cavité. La première cavité n'a que deux cellules pour réduire l'élargissement de l'émittance à faible énergie, ainsi dans la première cavité, le gradient accélérateur peut être plus élevé. Les deux autres cavités ont trois cellules.

On détermine la forme de la cavité de manière à ce que le champ électrique soit maximal suivant son axe. Les cavités sont donc de forme quasi cylindrique. En général, le rayon des cavités est inversement proportionnel à la fréquence de l'onde RF (pour $f = 433,3 \text{ MHz}$, $R \simeq 26,5 \text{ cm}$ pour le mode accélérateur TM_{010} [99]). Le mode accélérateur TM_{010} , n'est cependant pas le seul mode pouvant exister dans la cavité. La présence d'un faisceau intense dans la cavité excite les modes d'ordre supérieurs (High Order Mode), ce qui affecte les propriétés des micro-impulsions. On installe donc dans la cavité des absorbeurs de modes pour annuler les oscillations des fréquences autres que la fréquence de la cavité.

Lorsqu'une cavité accélératrice est construite, il est rare qu'elle soit parfaitement ajustée à la bonne fréquence. Des accordeurs compensent la dilatation de la cavité au cours du temps et permettent d'accorder finement la fréquence propre de la cavité à un multiple de la fréquence de répétition des paquets.

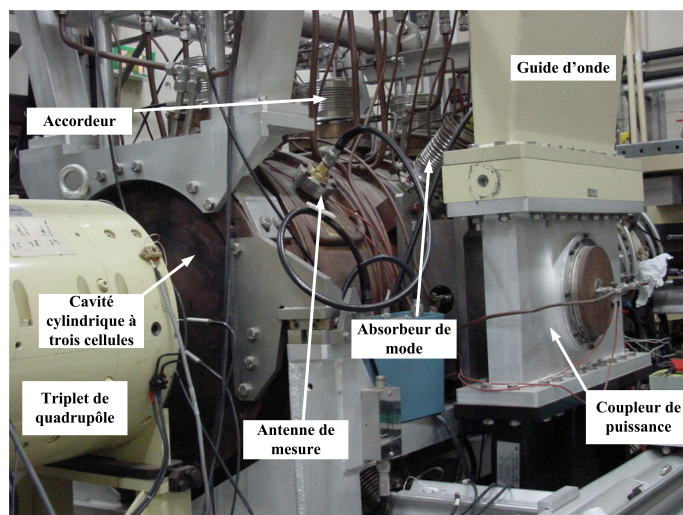


FIGURE 1.10 – Photographie d'une cavité RF à trois cellules d'ELSA.

Le champ électrique moyen correspond au champ disponible pour l'accélération. Pour la cavité deux-cellules, l'amplitude du champ moyen sur l'axe est de 11,5 MV/m, pour la cavité trois-cellules, il est de 9,4 MV/m. Beaucoup de précautions ont été prises lors de la conception des cavités pour éviter que le champ ne soit trop élevé notamment au niveau des "nez" de la cavité et provoque des claquages. On fait en sorte alors d'avoir un champ maximal inférieur au champ du critère de Kilpatrick.

Le facteur de qualité (Q), défini comme le rapport entre l'énergie stockée dans la cavité et l'énergie perdue par dissipation à 2π près, est aux alentours de 30 000. Q dépend de la géométrie de la cavité et du matériau de surface. On peut voir ce facteur comme étant approximativement le nombre de fois où les ondes progressives se réfléchissent sur les parois de la cavité.

Il existe différents moyens de produire les ondes électromagnétiques de forte puissance qui sont injectées dans les cavités. Pour la cavité du photo-injecteur à 144 MHz, c'est un tube électronique à grille (tétrode) qui est utilisé. Pour les cavités à 433 MHz, c'est un klystron qui produit la puissance désirée.

II.2.a La chaîne de puissance à 144 MHz

Elle est constituée de plusieurs étages amplificateurs montés en série. Un pilote calé sur la fréquence 144 MHz, délivre un signal de quelques mW qui est amplifié jusqu'à 2 kW par un amplificateur solide (transistor). Ensuite, ce sont 2 tétrodes qui amplifient le signal jusqu'à 80 kW et jusqu'à 2 MW. Les tétrodes se composent d'une cathode (en tungstène thorié) qui émet des électrons par chauffage (Figure 1.11). Les électrons sont accélérés jusqu'à l'anode grâce à son potentiel positif. Entre la cathode et l'anode sont disposées deux grilles, l'une servant de commande, l'autre d'écran. La grille de commande (également présente sur les triodes), portée à un potentiel inférieur à celui de la cathode, permet de réduire ou d'amplifier le flux d'électrons, ce qui crée une variation de la tension de sortie, le signal est amplifié. La grille écran est reliée à une tension positive par rapport à la masse, cette tension est fixe, elle ne dépend pas du courant puisque le courant dans

la grille est très faible. On a donc une tension accélératrice cathode-grille fixe. La grille écran permet également de diminuer la capacité grille-anode.

C'est l'anode qui recueille les électrons, le courant d'anode est d'environ 140 A. Elle est portée à une tension d'environ 28 kV ce qui exige un isolement rigoureux. La puissance consommée pendant la macro-impulsion est d'environ 3,8 MW pour une puissance RF fournie maximale de 2 MW.

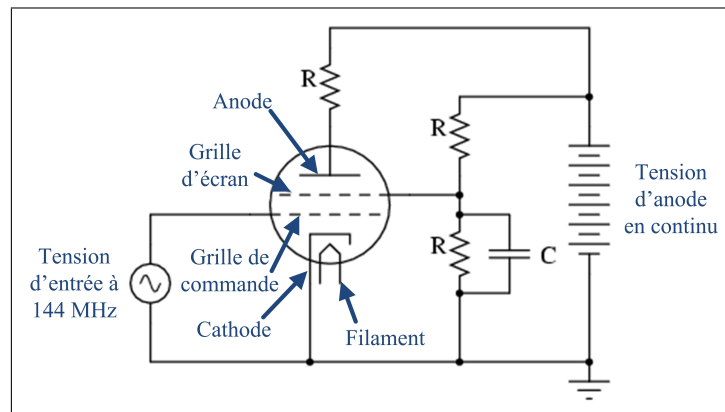


FIGURE 1.11 – Schéma de principe d'une tétrode : la faible tension d'entrée à 144 MHz entre la grille de commande et la cathode est amplifiée par les électrons allant de la cathode à l'anode. La grille d'écran isole la grille de commande de l'anode afin de diminuer la capacité grille-anode. Le couplage de sortie de la tétrode n'est pas représenté sur cette figure.

II.2.b La chaîne de puissance à 433 MHz

Le klystron est l'élément principal de la chaîne de puissance à 433 MHz. C'est un amplificateur fonctionnant avec des cavités RF. Ce sont les électrons qui amplifient le signal de l'onde électromagnétique (Figure 1.12). Un faisceau d'électrons est produit par un canon à électrons dont la cathode est portée à un potentiel négatif de 165 kV pendant la macro-impulsion. La première cavité en entrée est excitée par un signal à 433 MHz de très faible puissance. Cette première cavité joue le rôle de modulateur de vitesse, comme dans les LEL (sauf que dans ces derniers, la modulation se fait au niveau des trajectoires des électrons), les électrons sont regroupés en paquets. Le groupement des électrons devient optimal lorsque le faisceau traverse plusieurs espaces de glissement. Dans la dernière cavité que l'on qualifie de rayonnante, les électrons ont tous la même phase par rapport à l'onde électromagnétique de la cavité car ils sont groupés. Il y a un échange d'énergie entre l'onde et les électrons, et comme dans la première cavité l'échange d'énergie est nul parce que le faisceau d'électrons est incohérent, on a un gain d'énergie important entre la première et la dernière cavité. Plusieurs espaces de glissement et cavités de longueur appropriée se succèdent pour obtenir le plus grand gain possible. La haute tension appliquée à la cathode est fournie par un modulateur, dont la puissance peut atteindre 11 MW. Le klystron quant à lui peut fournir aux cavités une puissance de 6 MW pendant 200 μ s.

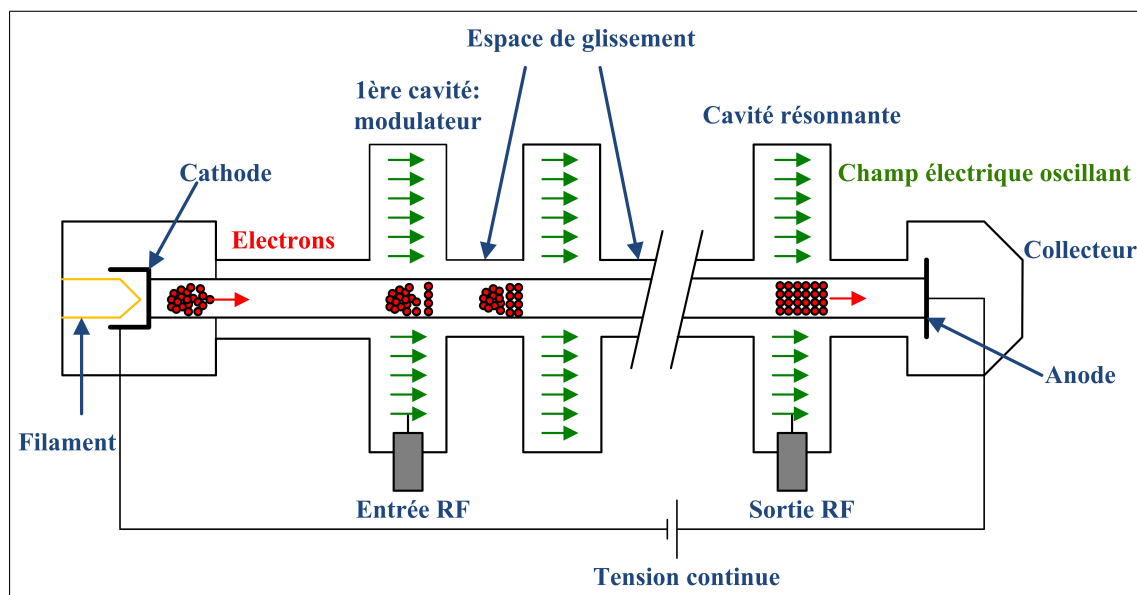


FIGURE 1.12 – Schéma de principe d'un klystron. Le couplage de sortie du klystron n'est pas représenté sur cette figure.

Les ondes RF provenant de la tétrode et du klystron sont extraites par couplage capacitif et transportées par des guides d'onde. Le "câble" coaxial de la tétrode au photo-injecteur fait 23 cm de diamètre, le guide d'onde reliant le klystron aux trois cavités 433 MHz est rectangulaire (543x280 mm²), la puissance est divisée entre les trois cavités accélératrice.

II.3 Les éléments d'optique magnétique de faisceau

Les éléments d'optique magnétique sont des aimants dont le but est de diriger le faisceau dans les lignes de lumière ou dans la ligne accélératrice et surtout de le maintenir focalisé. Le faisceau doit être d'autant plus groupé que sa charge augmente, car les effets de charge d'espace ont tendance à faire éclater le faisceau dans le tube à vide. Sur l'installation ELSA, les éléments servant uniquement à la focalisation du faisceau sont les quadrupôles, et les bobines de focalisation. Les déviateurs ont pour rôle de dévier légèrement le faisceau d'électrons, les dipôles courbent la trajectoire des particules.

II.3.a Les dipôles du demi-tour

Le demi-tour de la casemate est constitué de trois dipôles (Figure 1.13). Le premier dipôle dévie le faisceau de 45°. Son rayon de courbure est de 1 m. Le dipôle central de rayon de courbure de 40 cm le dévie de 90°. Le troisième dipôle le dévie de 45° avec un rayon de courbure d'1 m.

Ce demi-tour a été conçu pour être achromatique au premier ordre, sans charge d'espace. À la sortie du demi-tour, malgré leur dispersion en énergie, les électrons convergent en un seul point sur l'axe de propagation du faisceau avec un angle identique.

Il permet également de comprimer longitudinalement le faisceau (anisochronisme). Pour cela, il faut déphaser le paquet d'électrons par rapport à la phase du champ électrique

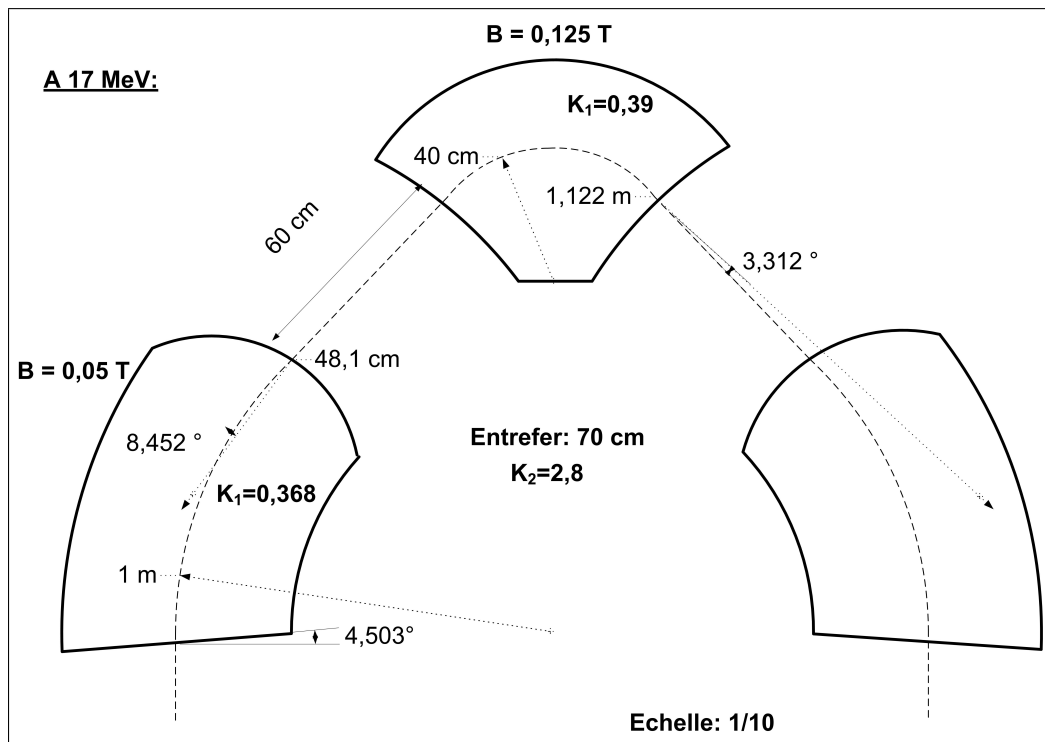


FIGURE 1.13 – Schéma des aimants de courbure du demi-tour, avec les caractéristiques des bords de pôles, les rayons de courbure, la distance de l'espace de glissement entre les dipôles, K_1 et K_2 : facteur de correction du champ de fuite, et le champ magnétique dans les dipôles à 17 MeV.

des cavités 433 MHz pour que le paquet d'électrons soit dans la zone linéaire montante de la sinusoïde (Figure 1.14). Dans cette configuration, les électrons en tête du paquet ont une énergie plus élevée que les électrons qui sont en queue. Lorsque la micro-impulsion entre dans le demi-tour, les électrons subissent la force de Lorentz du champ magnétique de l'aimant, cette force est proportionnelle à la quantité de mouvement des électrons, il y a donc une dispersion des trajectoires des électrons. Les électrons avec une énergie plus élevée sont sur les trajectoires extérieures, les électrons de plus basse énergie sont sur les trajectoires intérieures. En sortie du demi-tour, les électrons se regroupent grâce à la différence de parcours entre les électrons situés à l'intérieur et ceux situés à l'extérieur de la trajectoire centrale. Ainsi, il y a création d'une corrélation entre l'émittance du faisceau et l'énergie des électrons. Les effets de charge d'espace vont donc avoir tendance à écarter ces trajectoires. Le demi-tour a été réalisé pour pouvoir fournir une compression magnétique du faisceau de l'ordre de 50 ps/%E (1,5 cm/%E).

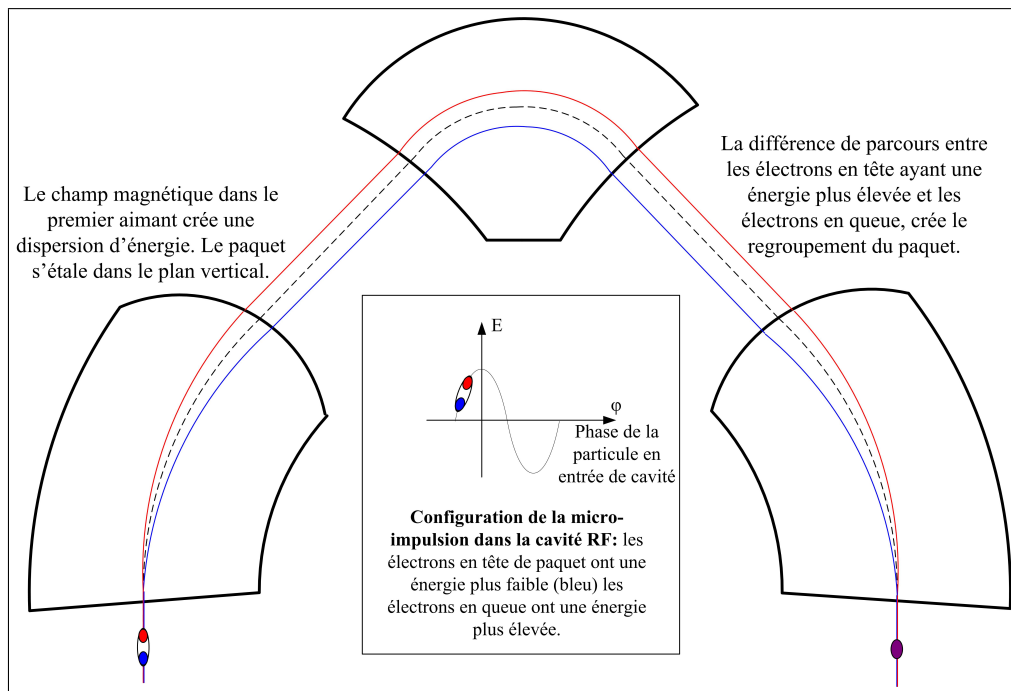


FIGURE 1.14 – Schéma des aimants de courbure du demi-tour, expliquant la compression magnétique du paquet d'électrons.

II.3.b Les déviateurs

Les déviateurs magnétiques sont des aimants constitués le plus souvent d'enroulements de bobines dans lesquelles circule un courant (Figure 1.15). Le champ magnétique créé par la circulation du courant dans les bobines peut être de direction horizontale ou verticale afin de dévier le faisceau suivant l'une ou l'autre direction. Dans la casemate d'ELSA, ils sont installés avant les deux premières cavités accélératrices, avant le premier et le troisième dipôle et en sortie du demi-tour. Ces déviateurs permettent de centrer le faisceau sur l'axe des éléments optiques, pour que le champ électrique des cavités ou le champ magnétique des quadrupôles, qui s'exerce sur le faisceau, soit maximal. Le correcteur situé en sortie du photo-injecteur fonctionne comme un déviateur. Ces éléments modifient peu les caractéristiques du faisceau dans l'espace des phases.

II.3.c La bobine d'anode

La bobine d'anode se trouve en sortie de la cavité accélératrice du photo-injecteur. C'est un solénoïde qui permet de compenser les effets défocalisants de la charge d'espace et du champ radial HF en sortie du photo-injecteur. L'émittance du faisceau varie fortement avec le courant dans la bobine d'anode [100]. Pour optimiser le transport du faisceau et notamment réduire l'émittance, le courant dans la bobine d'anode est adapté à l'énergie et à la charge du faisceau accéléré.

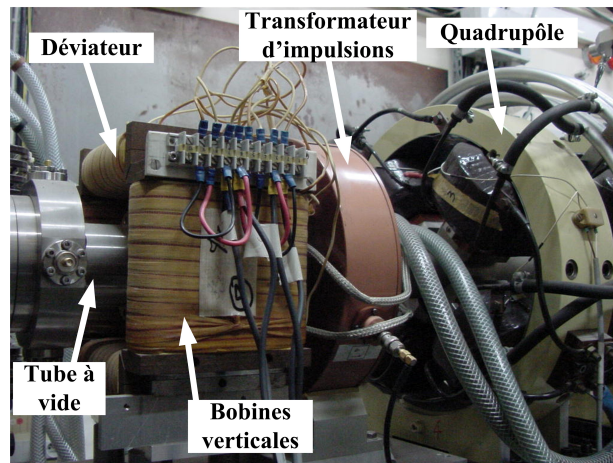


FIGURE 1.15 – Photographie d'un déviateur magnétique.

II.3.d Les quadrupôles

Les quadrupôles sont les éléments les plus importants d'une ligne de faisceau. Ce sont eux qui permettent la focalisation et le transport des électrons. Le champ magnétique d'un quadrupôle a pour effet de regrouper les électrons. Ses caractéristiques sont :

- Le champ dans l'axe de symétrie du quadrupôle est nul, les particules sur la trajectoire idéale du faisceau ne subissent pas de champ magnétique.
- Le champ magnétique dans les deux directions transverses à la direction de propagation du faisceau est donné par : $B_x = Gy$, $B_y = Gx$.
- Le gradient de champ G est constant, égal à $G = \frac{2\mu_0 NI}{r^2}$ avec μ_0 la perméabilité du vide, N le nombre de tours de bobines, I le courant dans la bobine et r la distance radiale de l'aimant.
- Le champ magnétique est focalisant dans une direction transverse, défocalisant dans l'autre direction.

Les lignes de champ dans un quadrupôle sont données par la figure 1.16.

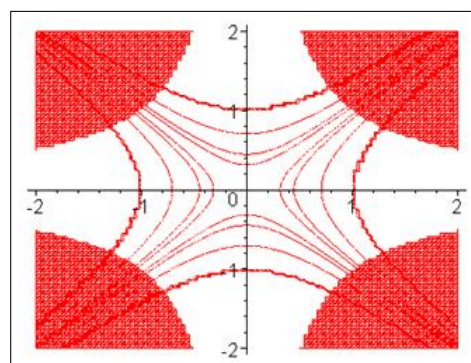


FIGURE 1.16 – Lignes de champ et pôles dans un quadrupôle magnétique (Attention, les lignes de champ ne rentrent pas dans les bobines) [101].

On définit la force normalisée d'un quadrupôle par : $k = \frac{Gq}{p}$, p étant la quantité de mouvement de la particule, q sa charge. Lorsqu'ils traversent un quadrupôle, les électrons sont soumis à la force de Lorentz $\vec{F}_m = -e\vec{v} \wedge \vec{B}$, ainsi en appliquant à un électron le théorème fondamental de la dynamique, on obtient l'équation du mouvement d'un électron soumis au champ magnétique du quadrupôle :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \left(\frac{1}{\rho^2} - k \right) x = 0 \quad (1.2)$$

ρ est le rayon de courbure de la trajectoire idéale de la particule soumis à la force magnétique, ρ est constant dans le temps. x est le déplacement de la particule dans le plan de courbure (Figure 1.17).

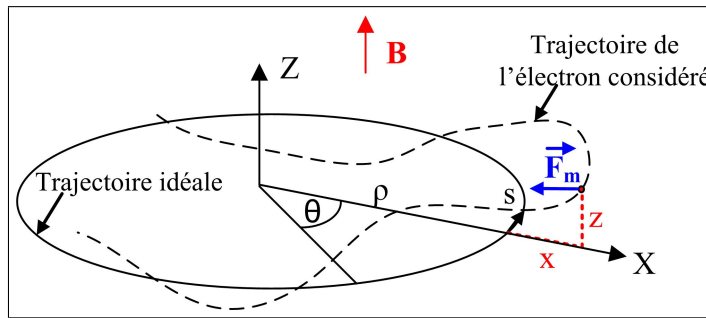


FIGURE 1.17 – Schéma représentant la trajectoire de l'électron dans le champ magnétique d'un aimant.

Si on pose $K = \frac{1}{\rho^2} - k$, on retrouve l'équation différentielle d'un oscillateur harmonique, avec K la constante de raideur. Les solutions générales de cette équation sont :

$$x(s) = a_1 \cos(\sqrt{K}s) + a_2 \sin(\sqrt{K}s) \quad (1.3)$$

$$x'(s) = -a_1 \sqrt{K} \sin(\sqrt{K}s) + a_2 \sqrt{K} \cos(\sqrt{K}s) \quad (1.4)$$

Les conditions aux limites nous donnent :

$$x(0) = x_0, \quad a_1 = x_0 \quad (1.5)$$

$$x'(0) = x'_0, \quad a_2 = \frac{x'_0}{\sqrt{K}} \quad (1.6)$$

Pour un quadrupôle focalisant en horizontal ($K > 0$) :

$$x(s) = x_0 \cos(\sqrt{|K|}s) + \frac{x'_0}{\sqrt{|K|}} \sin(\sqrt{|K|}s) \quad (1.7)$$

$$x'(s) = -x_0 \sqrt{|K|} \sin(\sqrt{|K|}s) + x'_0 \cos(\sqrt{|K|}s) \quad (1.8)$$

Pour un quadrupôle défocalisant en horizontal ($K < 0$) :

$$x(s) = x_0 \cosh(\sqrt{|K|}s) + \frac{x'_0}{\sqrt{|K|}} \sinh(\sqrt{|K|}s) \quad (1.9)$$

$$x'(s) = x_0 \sqrt{|K|} \sinh(\sqrt{|K|}s) + x'_0 \cosh(\sqrt{|K|}s) \quad (1.10)$$

Lorsqu'on veut décrire la trajectoire d'un faisceau de particules dans un accélérateur, on représente la particule par un vecteur à 6 composantes :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Comme il est impossible de mesurer exactement les impulsions de chacune des particules, on ne mesure que l'impulsion moyenne $\sqrt{\langle p_z^2 + p_x^2 + p_y^2 \rangle}$ que l'on assimile à $\langle p_z \rangle$ car p_x et $p_y \ll p_z$. On remplace les grandeurs p_x et p_y par les grandeurs sans dimensions $\frac{p_x}{p_z}, \frac{p_y}{p_z}$ notés (x', y') . On remplace également les coordonnées z et p_z par la phase de la particule par rapport à la particule synchrone ϕ et par la différence d'énergie avec la particule synchrone ΔE (ou par d'autres coordonnées équivalentes). Ainsi le vecteur représentant le faisceau dans l'espace à 6 dimensions devient :

$$\vec{Q} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ \phi \\ \Delta E \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Si les forces appliquées sont considérées comme linéaires, ce qui est le cas pour un quadrupôle aux petits angles, et si le faisceau est considéré sans charge d'espace, les coordonnées de la particule en sortie d'un élément de transport de faisceau comme un quadrupôle (x_2, x'_2) se déduisent des coordonnées de la particule à l'entrée de l'élément de transport (x_1, x'_1) par la multiplication par une matrice (pour un quadrupôle focalisant dans le plan horizontal) :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{|K|}l) & \frac{1}{\sqrt{|K|}} \sin(\sqrt{|K|}l) \\ -\sqrt{|K|} \sin(\sqrt{|K|}l) & \cos(\sqrt{|K|}l) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

l correspond à la distance entre les deux points considérés sur la trajectoire de référence.

Dans de nombreux cas où la longueur focale du quadrupôle est très grande devant la longueur de l'aimant ($f = \frac{1}{Kl_q} \gg l_q$), on utilise l'approximation des lentilles minces et dans ce cas :

$$M_{\text{foc}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad M_{\text{défoc}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Ce formalisme est très utilisé pour les calculs de trajectoires de faisceau dans un accélérateur, notamment à faible charge, lorsqu'un calcul d'enveloppe de faisceau suffit. De la même façon, on peut définir la matrice correspondant à un espace de glissement de longueur d :

$$M_{\text{drift}} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

On a vu qu'un quadrupôle était focalisant dans un plan mais défocalisant dans l'autre plan. Pour avoir un effet global focalisant, on juxtapose des quadrupôles avec des champs de signe opposé, cette structure est appelée FODO (F pour quadrupôle Focalisant, O pour espace de glissement et D pour quadrupôle Défocalisant). On utilise pour cela des doublets ou des triplets de quadrupôles (FODOF). L'avantage d'un triplet est que la focalisation du faisceau est plus souple et permet notamment, grâce à un degré de liberté supplémentaire, d'obtenir une tache de focalisation ronde simultanément dans les deux plans considérés.

Deux triplets sont situés sur la ligne accélératrice, l'un entre les deux cavités trois-cellules et l'autre juste avant le demi-tour. Deux autres triplets ont été installés dans la casemate, sur l'ancienne ligne LEL, nous verrons dans la suite du mémoire comment ont été placés ces triplets.

II.4 Les diagnostics faisceau

Afin de contrôler la qualité du faisceau d'électrons pendant le transport, de nombreux diagnostics ont été mis en place. Nous verrons les éléments actuellement utilisés dans la casemate.

II.4.a Les capteurs de position (BPM)

Les capteurs de position (ou BPM pour Beam Position Monitor) sont au nombre de deux sur la ligne accélératrice. L'un est situé entre les deux premières cavités (en D), et l'autre après les trois cavités (en F). Les lettres font référence aux zones de l'accélérateur et permettent de situer les instruments de mesure. Le capteur en D est un détecteur en bouton l'autre est constitué de lignes plates. L'avantage de ces détecteurs est qu'ils sont non interceptifs. Leur fonctionnement est basé sur la mesure de la tension induite par le champ électromagnétique du faisceau d'électrons. Ces détecteurs sont composés de quatre antennes (boutons ou lignes plates), deux dans la direction verticale, deux dans la direction horizontale. Comme la tension mesurée sur l'une des antennes dépend de la distance du faisceau à cette antenne, en calculant la différence de tension entre les antennes opposées, on obtient la position du faisceau par rapport au centre du tube à vide. Ces détecteurs permettent également de connaître le courant transporté par le faisceau et donc la charge des macro-impulsions.

II.4.b Les écrans et caméras de visualisation du faisceau

Pour visualiser et mesurer le profil du faisceau sur ELSA, on utilise un écran de Rayonnement de Transition Optique (RTO). Cet écran est formé d'un film de Mylar tendu entre deux anneaux sur lequel on évapore une couche d'aluminium. Les électrons traversant cette surface d'épaisseur $8\ \mu\text{m}$ émettent du rayonnement de transition dans le visible sous forme de lobe dans deux directions. Un rayonnement est émis dans la direction de réflexion par rapport à la surface et l'autre dans la direction de l'axe de propagation du faisceau d'électrons (Figure 1.18). On observe le rayonnement de réflexion émis dans le visible, grâce à une caméra CCD placée après un doublet de lentilles [102].

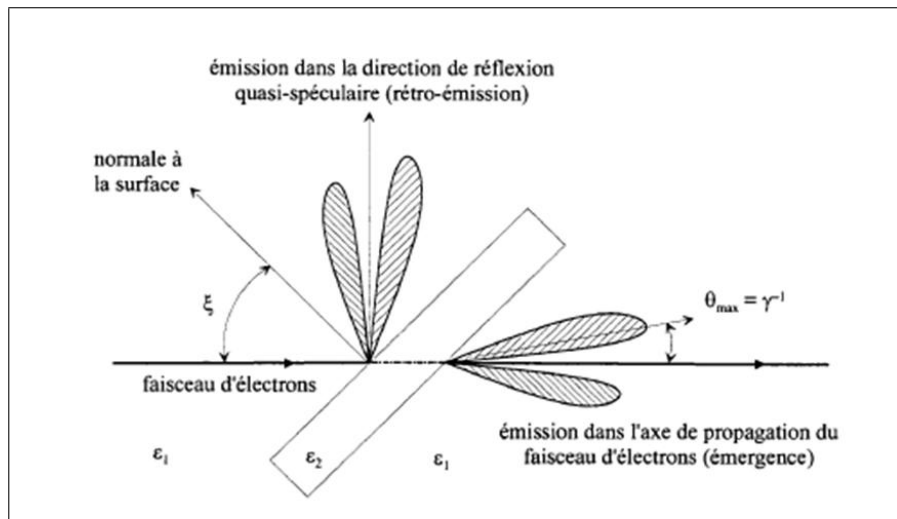


FIGURE 1.18 – Schéma de principe du rayonnement de transition optique [102].

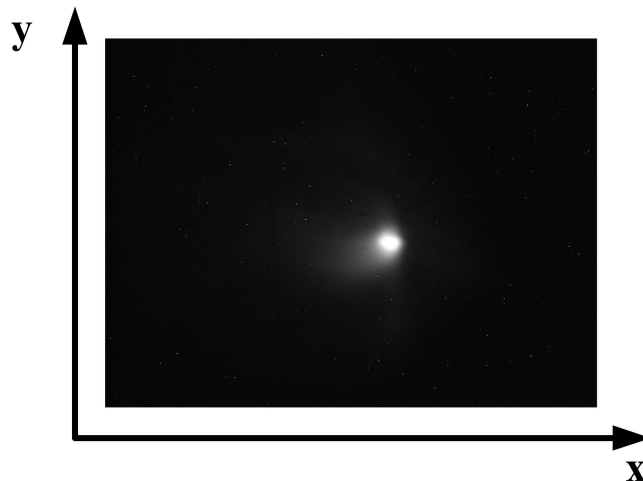


FIGURE 1.19 – Image du faisceau d'électrons par l'intermédiaire du rayonnement de transition optique visualisé sur une caméra CCD en K0.

Sept écrans (et leur caméra) sont répartis dans la casemate. Le premier écran est en aval de la première cavité accélératrice (en D1), il sert notamment pour accorder le

faisceau en phase avec la cavité 144 MHz du photo-injecteur. Un écran est situé dans le deuxième triplet de quadrupôle (en H1), un autre en aval du premier dipôle (en G1). Pour pouvoir regarder le faisceau en G1, il faut envoyer le faisceau vers l'extension, on utilise G1 notamment pour réaliser une mesure d'émittance en sortie de la ligne accélératrice. L'écran en H2, au centre du demi-tour sert surtout à accorder la phase des cavités 433 MHz. Dans la ligne LEL, un écran en H3 permet de voir le faisceau en sortie de demi-tour, l'écran en K0 permet de réaliser une mesure d'émittance après le demi-tour (Figure 1.19).

En H1 et K0, une ligne optique supplémentaire permet d'envoyer le rayonnement de transition optique vers une caméra à balayage de fente (ou streak camera en anglais) située dans la salle laser. La caméra à balayage de fente est un appareil qui transforme la variation temporelle du faisceau en une répartition spatiale visible par une caméra CCD (Figure 1.20).

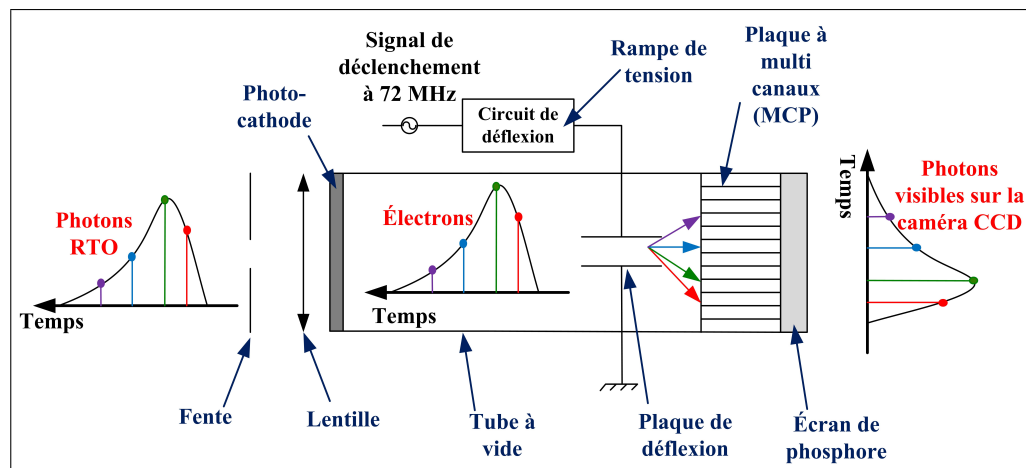


FIGURE 1.20 – Schéma de principe d'une caméra à balayage de fentes [103].

Le signal lumineux visible est converti en électrons par une photocathode, les électrons sont ensuite déviés par des plaques de déflexions contrôlées par un signal de déclenchement relié à la fréquence de la machine. Une rampe de tension est appliquée aux bornes des plaques de déflexions ce qui répartit spatialement les électrons sur un écran de phosphore. La plaque à micro-canaux sert à amplifier le nombre d'électrons. Une caméra CCD récupère le signal visible après l'écran de phosphore (Figure 1.21). La taille de la tâche lumineuse sur l'écran nous donne directement la durée de la micro-impulsion (en vertical) et de la macro-impulsion (en horizontal) grâce au double balayage. La résolution d'une caméra à balayage de fente est de l'ordre de la picoseconde et peut même aller en deçà [103].

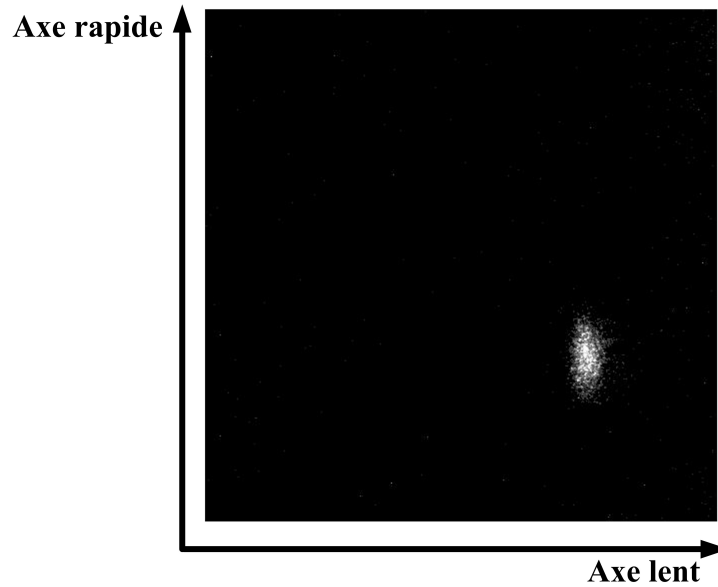


FIGURE 1.21 – Image du faisceau d'électrons par l'intermédiaire du rayonnement de transition optique visualisé sur une caméra à balayage de fente en H1. L'axe horizontal représente l'axe lent, on y mesure la durée de la macro-impulsion ; l'axe vertical représente l'axe rapide, on y mesure la durée de la micro-impulsion.

II.4.c La mesure de la charge

Pour connaître la charge du faisceau, on utilise des transformateurs de courant passif (tore). Le faisceau passe à travers un tore qui constitue le circuit primaire et un fil électrique s'enroule autour du tore en un nombre N de tours pour constituer le circuit secondaire (Figure 1.22). La relation entre le courant du faisceau I_{beam} et le courant du circuit secondaire I_{sec} est donné par : $I_{sec} = \frac{1}{N} \cdot I_{beam}$. On mesure alors la tension aux bornes d'une résistance en parallèle avec le circuit secondaire : $U = R \cdot I_{sec} = \frac{R}{N} \cdot I_{beam}$. Un tore est placé sur la ligne accélératrice en H1 et deux sur la ligne LEL pour avoir le courant après le demi-tour et en fin de ligne LEL.

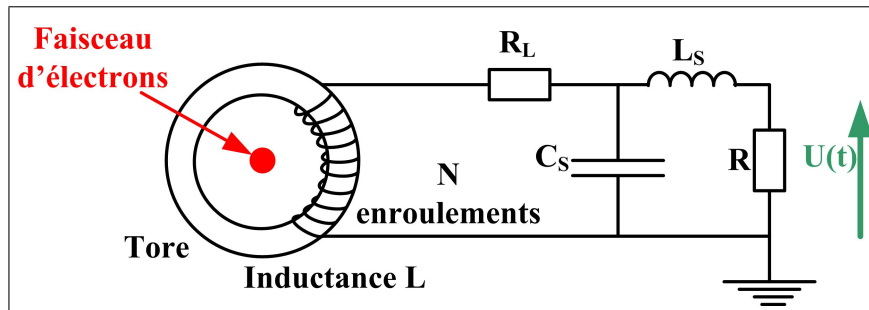


FIGURE 1.22 – Circuit équivalent à un transformateur de courant passif [104].

Après l'aimant déviateur de faisceau, une coupe de Faraday recueille les électrons en fin de ligne et mesure la charge du faisceau. Ce diagnostic est interceptif mais permet de mesurer des courants faibles [104].

II.5 Synchronisation des différents systèmes

L'installation ELSA ne peut fonctionner que si tous les systèmes (laser pilote, amplificateurs, cavités, instruments de mesure, détecteurs, etc ...) sont synchronisés. Une fréquence de référence de 72,22 MHz est donnée par un synthétiseur de fréquence. Cette fréquence est ensuite doublée ou triplée pour être envoyée dans les chaînes de la cavité injecteur ou des cavités accélératrices. Pour être certain que les chaînes sont en phase, des boucles de mesure avec des déphaseurs permettent de corriger au besoin cette phase. Pour les cavités, c'est une boucle à l'intérieur des cavités qui prélève une partie du champ magnétique (piquage). Ces phases sont comparées à celle du synthétiseur de fréquence, puis le logiciel AMPHI (AMP pour amplitude, PHI pour phase) développé sur ELSA génère un déphasage si nécessaire. Le schéma de la figure 1.23 donne une vue générale du contrôle de la phase dans les trois chaînes d'ELSA.

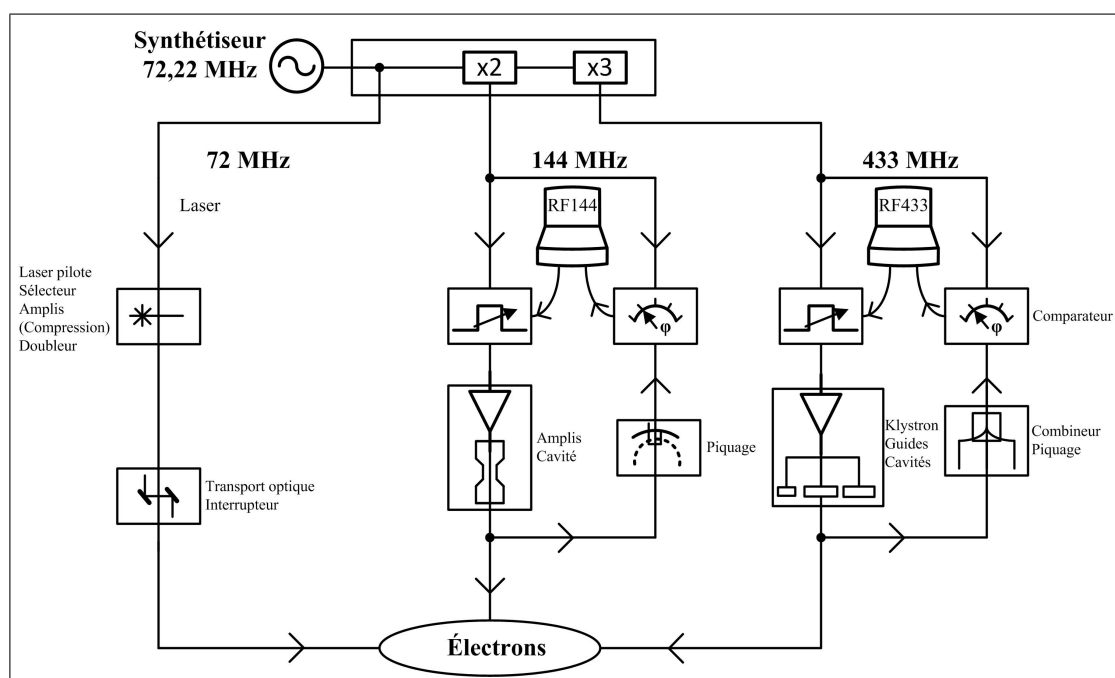


FIGURE 1.23 – Schéma du système de synchronisation et de contrôle de phase des différentes chaînes d'ELSA [105].

Un générateur d'impulsions synchronisé sur le secteur délivre des tops de synchronisation à une fréquence pouvant aller jusqu'à 10 Hz. Ces signaux servent de déclencheur aux lampes flash des amplificateurs laser mais également à tous les appareils de détection, aux caméras CCD, à la caméra à balayage de fente, aux oscilloscopes de mesure, etc ...

III Quelques exemples d'expérience sur ELSA

ELSA est utilisée principalement comme source de rayons X produit par rayonnement de freinage sur la cible de tantale. Cependant, quelques expériences ont été menées il y a quelques années pour étudier la possibilité de production de rayonnement X. Le faisceau d'électrons et le laser sont également utilisés pour quelques expériences en interne.

III.1 Expériences utilisant le rayonnement de freinage

Le rayonnement d'ELSA est principalement utilisé pour tester et calibrer des détecteurs. La calibration d'une gamma caméra et de cassettes radiographiques constituées de couples écrans-film argentiques pour la machine AIRIX (Accélérateur à Induction pour Radiographie pour l'Imagerie X du CEA DAM) ont été réalisés ces deux dernières années. La mise au point d'un détecteur non intrusif de mesure de tache focale d' X à 90° de la source a également été réalisée sur ELSA. Pour le Laser Méga Joule, les systèmes d'imagerie X sont soumis à un rayonnement de haute énergie pour tester leur fonctionnement. Des études ont également été menées sur la mesure de la section efficace de $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ avec une énergie d'électron comprise entre 10 et 19 MeV.

L'Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers (IRFU) du CEA Saclay réalise régulièrement sur ELSA des campagnes de mesure de rayonnements (photons et neutrons) émis lors de la photofission d'actinides (éléments dont le numéro atomique est supérieur à 89). Les produits de fission des actinides sont généralement radioactifs et émettent des rayonnements "retardés" dont les caractéristiques temporelles sont mesurées sur ELSA. Les rayonnements sont ensuite regroupés en fonction de la durée de vie des fragments radioactifs. Cette étude fondamentale, s'inscrit dans le cadre de projets d'identification d'actinides dans les colis de déchets radioactifs [106], [107].

III.2 Expériences avec le rayonnement de transition

Il y a quelques années, des expériences ont été menées pour étudier le rayonnement de transition X créé par le faisceau d'électrons sur une cible de cinq feuilles de Mylar de $0,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur séparées de 3,5 mm [108]. Ces expériences ont permis de comparer le rayonnement produit en incidence normale et en incidence rasante. En incidence rasante, il a été montré que le rayonnement X est de même intensité dans les deux directions d'émission, on dispose donc de deux sources de rayonnement. De plus, il existe des émissions privilégiées où le faisceau est quasi-monochromatique, ce qui permet d'accorder en fréquence le rayonnement. La succession de couches alternant matériaux lourds et légers inclinés par rapport au faisceau incident peut conduire à un renforcement de l'intensité pour une fréquence et une direction d'émission données [109].

III.3 Utilisation directe du faisceau d'électrons ou du faisceau laser

Dans le cadre de la collaboration SOFIA, (Studies On FISSION with Aladin) sur l'étude de la fission, un grand intérêt est donné à la mesure du temps de vol des fragments de fission. Le premier détecteur utilisé pour réaliser cette mesure est un détecteur en diamant, le deuxième est un scintillateur plastique. Afin de garantir une résolution de l'ordre de 35 ps (LTMH) du temps de vol, le plastique et l'électronique de mesure sont testés sur ELSA. Le faisceau laser est utilisé pour mesurer le temps de montée de différents types de scintillateurs plastiques et ainsi choisir le scintillateur le plus rapide. Le faisceau d'électrons permet de simuler le dépôt d'énergie d'un ion lourd sur les scintillateurs plastiques afin d'en déterminer la résolution temporelle [110].

Conclusion

Ce chapitre montre tout d'abord comment fonctionne l'installation ELSA et quelles sont les expérimentations qui sont réalisées avec les différents faisceaux. Pouvoir disposer d'une source de rayons X telle que produit l'interaction Compton inverse ouvrirait d'autres voies d'expérience. Les détecteurs de rayonnement pour le LMJ ont notamment besoin d'être testés avec un rayonnement de basse énergie avec des impulsions sub-nanosecondes.

Il semble important maintenant de reprendre en détail les caractéristiques des faisceaux produits afin de pouvoir évaluer les possibilités de l'installation en tant que source de rayons X par interaction Compton inverse.

Chapitre 2

Caractéristiques des faisceaux laser et électrons issus d'ELSA

Dans ce chapitre, sont détaillés les paramètres connus des faisceaux. Les valeurs sont calculées par rapport aux données techniques ou ont été mesurées lors de précédentes expériences.

I Le faisceau laser

I.1 La longueur d'onde

Le cristal de Nd :YVO₄ émet à 1064,1 nm comme les amplificateurs Nd :YAG. Cependant, pour la photocathode utilisée actuellement en Cs₃Sb, la fréquence du laser est doublée car la photocathode a une meilleure efficacité quantique avec un laser dans le vert [111].

Pour l'expérience Compton, on a donc la possibilité d'avoir un laser infrarouge, un laser émettant dans le vert (532 nm) et même un laser UV à 266 nm si on quadruple la fréquence de l'oscillateur pilote. Par contre, plus on génère des harmoniques élevées, plus on diminue la puissance du laser en sortie. En effet, le rendement de conversion diminue avec la longueur d'onde (Tableau 2.1). C'est donc un compromis entre un bon rendement de conversion des cristaux et une énergie du rayonnement X suffisante pour être détectée facilement qui a conduit au choix du laser vert pour l'expérience Compton.

Longueur d'onde [nm]	Rendement de conversion en énergie	Rendement de conversion en nombre de photons
1064,1	100%	100%
532	33%	25%
266	5%	1,25%

TABLEAU 2.1 – Rendement de conversion pour l'obtention de différentes longueurs d'onde.

I.2 L'énergie disponible

La puissance utile fournie par le laser dépend de la chaîne d'amplification. Les expériences accumulées au cours des dernières années sur ELSA ont évalué à 600 mJ par macro-impulsion l'énergie disponible à 1064,1 nm. Quelques calculs d'ordre de grandeur permettent de retrouver cette évaluation [112] :

La fluence de saturation (énergie par unité de surface qui conduit à une diminution de cette énergie de $\frac{1}{e} \sim 37\%$ de sa valeur) du milieu amplificateur Nd :YAG vaut :

$E_s = \frac{h\nu}{\sigma_{es}} = 0,65 \text{ J/cm}^2$ où $h\nu$ est l'énergie d'un photon de fréquence ν et σ_{es} la section efficace d'émission stimulée. Pour un système à quatre niveaux d'énergie comme le Nd :YAG, la section efficace d'absorption est nulle.

Les barreaux des milieux amplificateurs Nd :YAG ont une longueur typique de $\ell = 10 \text{ cm}$ et font un diamètre de 6 mm, on considère alors une section utile de $0,28 \text{ cm}^2$. Le coefficient d'amplification petit signal $g_0\ell$ qui est lié au gain net G_0 de l'amplificateur par la relation $G_0 = \exp(g_0\ell)$ est en général de l'ordre de 2,5 à 3. Au dessus de cette valeur, le gain devient tellement élevé que l'inversion de population est limitée par l'amplification de l'émission spontanée (ASE). On prend donc comme valeur haute $g_0\ell = 3$ soit, $g_0 = 0,3 \text{ cm}^{-1}$. Or, le gain petit signal g_0 est aussi lié à la densité d'énergie stockée E_{st} et à la fluence de saturation E_s par la relation $g_0 = \frac{E_{st}}{E_s}$.

La densité d'énergie stockée vaut donc dans ce cas, $E_{st} = 0,2 \text{ J/cm}^3$. Le volume de l'amplificateur est de l'ordre de 3 cm^3 , ce qui donne une énergie disponible de 600 mJ, que l'on peut extraire si l'amplificateur est complètement saturé (cela est en général assuré par la présence d'un ou de plusieurs pré-amplificateurs fonctionnant en régime non saturé). En augmentant la longueur de l'amplificateur il serait possible d'obtenir des énergies plus élevées, mais cette augmentation créerait davantage d'ASE ce qui limiterait l'inversion de population.

Cette valeur maximale de 600 mJ sur ELSA paraît un ordre de grandeur assez fiable de ce qu'il est possible d'atteindre. Après conversion de fréquence, il n'en restera qu'environ 33% c'est-à-dire 200 mJ.

La puissance crête du laser, quotient de l'énergie disponible sur la durée de la micro-impulsion est limitée par le seuil de dommage des optiques et du cristal. Pour une valeur de 500 MW/cm^2 comme seuil de dommage, ce qui est plutôt une valeur visant à préserver les optiques, et pour un faisceau de diamètre 12 mm sur les optiques, on ne doit pas dépasser une puissance de 440 MW. Si on représente ce seuil par une droite comme sur la figure 2.1 on définit deux zones, l'une dans laquelle on ne doit pas se trouver, au risque d'endommager les optiques, et l'autre qui est la zone de protection des optiques.

Pour une énergie de 600 mJ et une durée de micro-impulsion de 10 ps, il ne faut pas descendre en dessous de $2 \mu\text{s}$ de durée de macro-impulsion ce qui correspond à 144 micro-impulsions à 72,22 MHz.

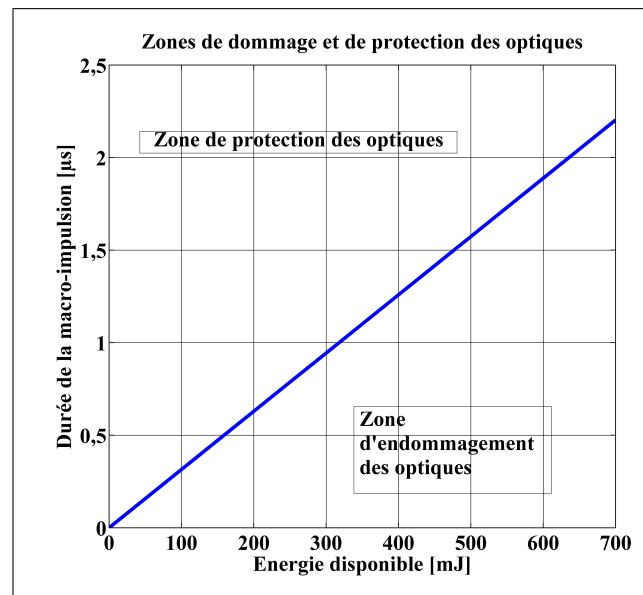


FIGURE 2.1 – Zone de protection et de dommage des optiques selon le seuil de 440 MW.

I.3 Structure temporelle du faisceau

À la sortie de l'oscillateur, la longueur de la cavité et le SESAM ont fixé le temps entre deux micro-impulsions ($t_\mu = 1/f = 13,85$ ns) et la durée des micro-impulsions (40 ps). Une première cellule de Pockels joue le rôle de sélectionneur d'impulsions, permettant de sélectionner une impulsion sur N et donc de réduire la fréquence des micro-impulsions. Il est possible également d'utiliser une fibre et une paire de réseaux pour compresser le faisceau laser par auto-modulation de phase. La durée de la micro-impulsion peut aller de 10 à 40 ps.

Les micro-impulsions sont ensuite regroupées par la chaîne amplificatrice en train d'impulsions appelés macro-impulsions. La cadence des macro-impulsions est réglée par la fréquence des lampes flash de pompe des milieux amplificateurs, on utilise plus généralement la fréquence de 1 Hz mais il est possible d'aller jusqu'à 10 Hz. Ce sont ensuite les cellules de Pockels qui réduisent la macro-impulsion à la durée voulue. On peut ainsi avoir des macro-impulsions allant de quelques dizaines de picosecondes à 140 μs en réglant la taille des portes du signal envoyé aux cellules de Pockels.

Après la conversion de fréquence, la durée de la micro-impulsion est réduite d'un facteur $\sqrt{2}$. Le schéma de la figure 2.2 nous montre l'évolution des trains d'impulsions dans le système laser d'ELSA.

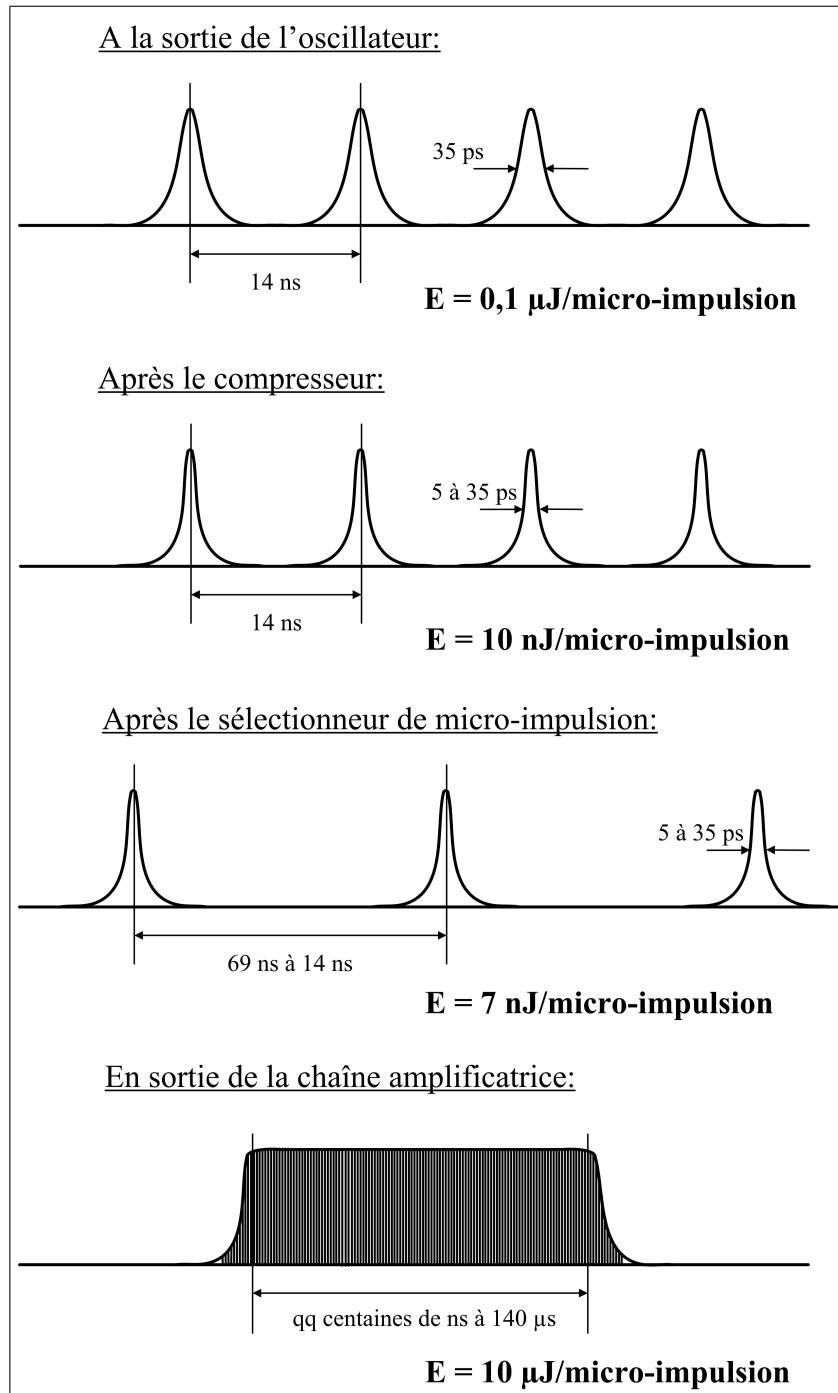


FIGURE 2.2 – Évolution des trains d'impulsions dans le système laser. L'énergie donnée comme indication est celle des micro-impulsions.

I.4 Profil spatial du faisceau

En sortie de l'oscillateur, le faisceau est polarisé linéairement en mode TEM_{00} . Son profil est donc gaussien. Cependant, à cause d'effets non linéaires dans les éléments optiques ou dans les milieux traversés, le faisceau se dégrade et n'est plus monomode. Ainsi on ne peut plus considérer qu'on est à la limite de diffraction du laser. La relation entre la taille du waist et la divergence du faisceau devient : $\sigma_{(x,y)p} \theta_{(x,y)p} = M^2 \frac{\lambda}{\pi}$. Le facteur M^2 est de l'ordre de 2 pour cette chaîne laser. La longueur de Rayleigh du laser est également affectée : $z^*_{R(x,y)} = \frac{\pi \sigma_{(x,y)p}^2}{M^2 \lambda}$.

Afin d'avoir un éclairage homogène de la photocathode et maximiser le taux de conversion de la photocathode, un système optique asphérique est utilisé pour disperser sur les bords du faisceau le trop-plein d'énergie situé au centre (Figure 2.3). Ce système est situé sur la table laser de la photocathode dans la casemate. Le faisceau a ainsi un profil plat ("flat-top" en anglais).

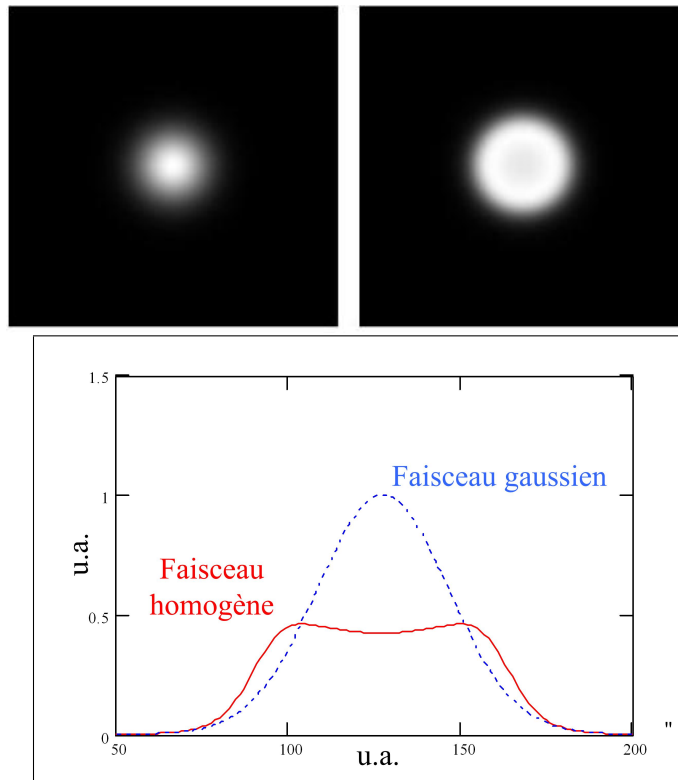


FIGURE 2.3 – Homogénéisation du faisceau gaussien par un système réfractif, en haut, images du faisceau gaussien et homogène, en bas, profils des faisceaux [113].

II Le faisceau d'électrons

II.1 Énergie du faisceau

L'énergie du faisceau d'électrons dépend de la haute tension injectée dans les cavités radio-fréquence. Il est possible d'accélérer le faisceau jusqu'à 20 MeV. Pour des fais-

ceaux d'énergie supérieure à 18 MeV, les cavités ne sont pas suffisamment stables pour permettre un fonctionnement optimal. On retient donc comme plage d'énergie pour des conditions expérimentales optimales, la plage 0,5-18 MeV.

On peut calculer la dispersion en énergie du faisceau due à la forme de l'onde accélératrice des cavités. Si on représente l'onde électrique accélératrice sous forme d'une onde sinusoïdale (Figure 2.4), les électrons en tête ou en queue de paquet n'auront pas la même énergie que les électrons au sommet de la crête. Ces électrons reçoivent une énergie diminuée de $\cos(2\pi f \frac{\tau_e}{2})$. En prenant $f = 433$ MHz la fréquence du champ dans les cavités et $\tau_e = 40$ ps (LTMH), la durée maximale d'une micro-impulsion d'électrons, on obtient un facteur de diminution de l'énergie de 0,9985, ainsi, la dispersion en énergie induite maximale est de $\frac{\Delta E}{E} = 0,15\%$. La figure 2.5 nous donne la dispersion en énergie induite pour différentes durées de micro-impulsion.

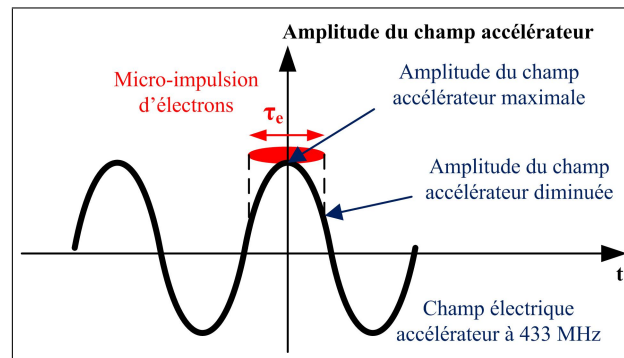


FIGURE 2.4 – Schéma représentant le faisceau d'électrons au sommet de l'onde sinusoïdale représentant le champ électrique accélérateur.

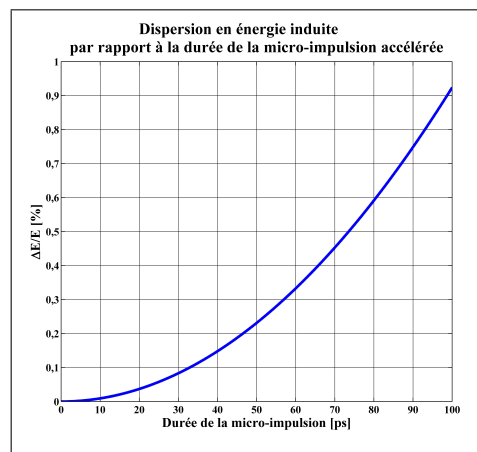


FIGURE 2.5 – Dispersion d'énergie induite du faisceau d'électrons accéléré au sommet de la crête du champ électrique accélérateur pour des micro-impulsions de durée inférieure à 100 ps (LTMH).

Grâce au choix d'une fréquence relativement basse pour l'accélération des électrons, la dispersion en énergie du faisceau d'électrons est faible même pour des micro-impulsions longues.

On considère que les valeurs de dispersion en énergie du faisceau d'électrons sont données par la dispersion induite par la fréquence du champ électrique accélérateur (Figure 2.5). En effet, lorsque le faisceau n'est pas en configuration de compression, mais au sommet de la crête du champ électrique (Figure 2.4), les électrons en tête et en queue de paquet ont une énergie légèrement plus faible que ceux du centre du paquet, ils suivent donc une trajectoire avec un rayon de courbure plus court. Les électrons au centre du paquet ayant une énergie plus élevée ont une trajectoire plus longue, ainsi en sortie de demi-tour, il y a une réduction de la dispersion en énergie initiale [114].

II.2 Structure temporelle

Comme expliqué auparavant, l'avantage de l'utilisation d'un photo-injecteur est que le faisceau d'électrons a la même structure temporelle que le faisceau laser illuminant la photocathode. La charge d'une micro-impulsion peut aller de 1 pC à 10 nC. Cependant, pour une charge supérieure à 5 nC, la charge d'espace est trop importante et l'émittance du faisceau augmente rapidement. La figure 2.6 schématise les différents niveaux temporels du faisceau d'électrons, de la micro-impulsion au cycle utile. Si on utilise la fibre de compression et la paire de réseaux pour compresser le faisceau laser, la durée de la micro-impulsion d'électrons peut aller de 10 à 40 ps.

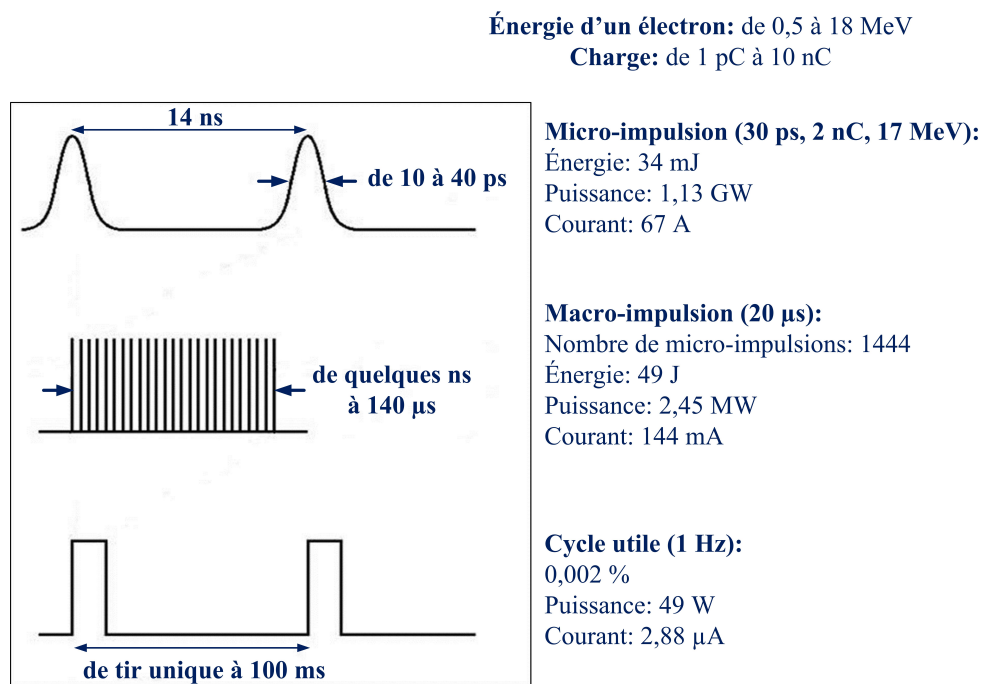


FIGURE 2.6 – Structure temporelle du faisceau d'électrons avec quelques valeurs de puissance d'énergie et de courant pour des valeurs typiques de durée, de charge et d'énergie.

II.3 Émittance du faisceau

II.3.a Quelques éléments de théorie

On a vu précédemment qu'un faisceau d'électrons est représenté par un vecteur à 6 composantes. On utilise ensuite l'espace des phases pour représenter sur un même graphique les couples (x_i, x'_i) , (y_i, y'_i) ou $(\phi_i, \Delta E_i)$ de chaque électron du paquet.

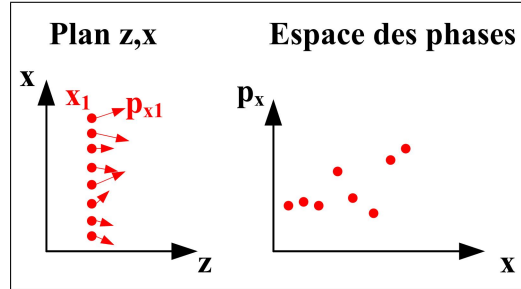


FIGURE 2.7 – Représentation de la position et de la vitesse de quelques électrons d'un paquet dans le plan z,x et dans l'espace des phases pour le couple (x, p_x) .

Un faisceau ayant généralement un très grand nombre de particules ($> 10^9$), il est impossible de suivre chaque couple de coordonnées pour chaque particule. On décrit donc le faisceau par des paramètres statistiques qu'il est possible de suivre le long de l'accélérateur à travers les éléments d'optique de faisceau. On peut utiliser soit la représentation sous forme de fonctions de distribution continue, soit la représentation de macro-particules contenant un certain nombre de particules soit les moments d'ordre plus ou moins élevés de la distribution des particules. Cette dernière représentation permet d'utiliser le formalisme matriciel. La figure 2.8 représente un faisceau d'électrons dans l'espace des phases et dans le plan x,y avec une fonction de distribution gaussienne pour les trois coordonnées x, y et z.

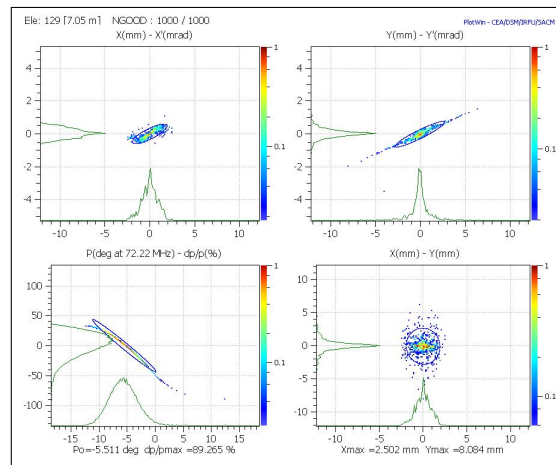


FIGURE 2.8 – Représentation d'un faisceau dans le plan x,y et dans l'espace des phases à 2 dimensions des trois couples de coordonnées (x, x') , (y, y') et $(\phi, \Delta p/p)$ pour 1000 particules après un transport dans la ligne accélératrice d'ELSA. (Simulation réalisée avec le code de calcul TRACEWIN [115].)

Dans les espaces des phases à 2 dimensions (Figure 2.8), l'aire de l'ellipse contenant tous les points est l'émittance du faisceau. C'est la grandeur utilisée pour évaluer la qualité d'un faisceau.

On peut définir l'émittance d'un faisceau à partir des moments quadratiques moyens de la fonction de distribution du faisceau. Ces moments du deuxième ordre représentent l'extension, dans l'espace des phases, de la distribution du faisceau. On définit alors la matrice du faisceau Σ comme la matrice 6x6 des 21 moments quadratiques dans l'espace à 6 dimensions ($x, x', y, y', \phi, \Delta E$). En général, on découple cette matrice 6x6 en trois sous-matrices correspondant aux trois sous-espaces des phases à 2 dimensions.

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \Sigma_x & & \\ & \Sigma_y & \\ & & \Sigma_z \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Sigma_x = \begin{pmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xp_x \rangle \\ \langle xp_x \rangle & \langle p_x^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Si lors du transport du faisceau les trois plans ne sont pas couplés entre eux et si on se situe dans l'approximation des transformations linéaires, les émittances définies par :

$$\varepsilon_x = \sqrt{\det(\Sigma_x)}, \quad \varepsilon_y = \sqrt{\det(\Sigma_y)}, \quad \varepsilon_z = \sqrt{\det(\Sigma_z)} \quad (2.2)$$

sont conservées indépendamment. On applique alors le théorème de Liouville disant que "*Le volume d'une région de l'espace des phases reste constant lorsqu'on suit cette région dans le temps*". Autrement dit, l'émittance se conserve au cours du temps. (Ceci n'est pas valable si le nombre de particules varie, si on prend en compte les collisions interparticules, la charge d'espace, les instabilités du faisceau et lors d'un refroidissement du faisceau.) Dans le cas où le théorème de Liouville est valable, l'émittance totale ε_T est définie par :

$$\varepsilon_T = \varepsilon_x \varepsilon_y \varepsilon_z \quad (2.3)$$

Dans le cas général, l'émittance totale est définie par le déterminant de la matrice Σ de dimension 6x6.

On a vu précédemment qu'on utilisait le couple (x', y') , représentant les divergences angulaires des particules, au lieu du couple (p_x, p_y) . On définit alors un espace des phases géométrique et une émittance géométrique qu'il est possible de mesurer expérimentalement. Les émittances géométriques horizontale ε_{gx} et verticale ε_{gy} s'écrivent :

$$\varepsilon_{gx} = \sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (2.4)$$

$$\varepsilon_{gy} = \sqrt{\langle y^2 \rangle \langle y'^2 \rangle - \langle yy' \rangle^2} \quad (2.5)$$

D'après cette définition, l'unité logique de l'émittance est le mètre, cependant par analogie avec le théorème de conservation de l'étendue géométrique en optique, on emploie plus facilement l'unité m.rad et même le mm.mrad. On définit l'émittance transverse par :

$$\varepsilon_t = \sqrt{\varepsilon_x \varepsilon_y} \quad (2.6)$$

Pour retrouver la conservation de l'émittance lorsque les particules sont accélérées, on définit l'émittance normalisée :

$$\varepsilon_{nx} = \langle \beta \gamma \rangle \varepsilon_{gx} \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_{ny} = \langle \beta \gamma \rangle \varepsilon_{gy} \quad (2.8)$$

β et γ étant les facteurs relativistes du faisceau.

On définit également l'émittance longitudinale d'un faisceau par :

$$\varepsilon_{gl} = \sqrt{\langle \phi^2 \rangle \langle \Delta E^2 \rangle - \langle \phi \Delta E \rangle^2} \quad (2.9)$$

L'unité de l'émittance longitudinale dépend des coordonnées utilisées, dans ce cas, l'unité est le deg.eV, mais on utilise également le ps.keV.

Comme le pourcentage de particules incluses dans l'aire définie par l'ellipse d'émittance dépend de la forme de la distribution des particules dans l'espace des phases, il faut définir une distribution. La plus intéressante est la distribution Kapchinskij-Vladimirskij, où les particules sont uniformément disposées sur la surface de l'ellipse [116]. La surface englobant la totalité des particules pour cette distribution est de $4\pi\varepsilon$. On définit les émittances effectives par :

$$\varepsilon_x = 4 \langle \beta \gamma \rangle \pi \varepsilon_{gx} \quad (2.10)$$

$$\varepsilon_y = 4 \langle \beta \gamma \rangle \pi \varepsilon_{gy} \quad (2.11)$$

$$\varepsilon_l = 4\pi \varepsilon_{gl} \quad (2.12)$$

On a vu que dans l'approximation linéaire et sans charge d'espace, on pouvait définir une matrice de transport entre deux points le long de la trajectoire de référence des particules $M_{1 \rightarrow 2}$. Ainsi le vecteur à 6 composantes \vec{Q} représentant le faisceau au point s_2 de la trajectoire de référence de l'électron se déduit du vecteur défini au point s_1 par l'égalité :

$$\vec{Q}_2 = M_{1 \rightarrow 2} \vec{Q}_1 \quad (2.13)$$

Or, la matrice Σ définie comme la matrice de faisceau est donnée par :

$$\Sigma = \langle \vec{Q} \vec{Q}^t \rangle \quad (2.14)$$

avec \vec{Q}^t le vecteur transposé de \vec{Q} . On a alors :

$$\Sigma_2 = M_{1 \rightarrow 2} \Sigma_1 M_{1 \rightarrow 2}^t \quad (2.15)$$

En utilisant ce formalisme, on peut transporter les matrices de faisceau Σ en tenant compte des effets linéaires de charge d'espace. Le transport dépend de la charge et de la forme des distributions qui sont en réalité plutôt de nature gaussienne dans les accélérateurs. L'émittance définie plus haut englobe alors seulement 87% des particules [116].

On a vu que l'émittance du faisceau est représentée par une ellipse dans l'espace des phases, l'équation de cette ellipse en fonction des moments d'ordre 2 pour le plan (x,x') est donnée par :

$$\gamma_x x^2 + 2\alpha_x x x' + \beta_x x'^2 = \varepsilon_{ex} \quad (2.16)$$

Pour plus de clarté, ε_e est définie ici comme étant l'émittance effective non normalisée ($\varepsilon_e = 4\pi\varepsilon_g$).

Les paramètres de Twiss $\alpha_{x,y}$, $\beta_{x,y}$ et $\gamma_{x,y}$ liés par la relation $\beta_{x,y}\gamma_{x,y} - \alpha_{x,y}^2 = 1$ sont définis pour le plan (x,x') par :

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\beta_x \varepsilon_{ex}}{4} \quad (2.17)$$

$$\langle x'^2 \rangle = \frac{\gamma_x \varepsilon_{ex}}{4} \quad (2.18)$$

$$\langle xx' \rangle = -\frac{\alpha_x \varepsilon_{ex}}{4} \quad (2.19)$$

Attention à ne pas confondre les paramètres β_x et γ_x avec les facteurs relativistes, pour cela, on ajoute un indice aux paramètres de Twiss.

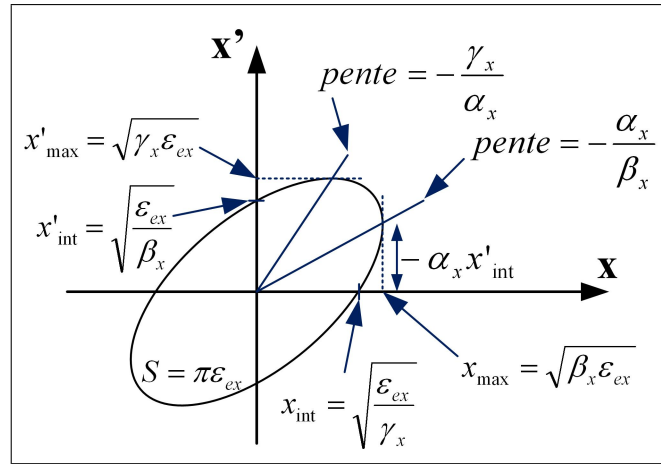


FIGURE 2.9 – Représentation des paramètres de Twiss dans l'espace des phases (x, x').

Ces paramètres sont souvent utilisés pour caractériser le faisceau dans les codes de calculs de transport de faisceau.

Dans le cas où on considère une distribution gaussienne des particules, par exemple pour la définition de l'effet sablier donnée dans la première partie de ce mémoire, les paramètres de Twiss sont définis dans le plan (x,x') par :

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\beta_x \varepsilon_{nx}}{6\pi\beta\gamma} \quad (2.20)$$

$$\langle x'^2 \rangle = \frac{\gamma_x \varepsilon_{nx}}{6\pi\beta\gamma} \quad (2.21)$$

$$\langle xx' \rangle = -\frac{\alpha_x \varepsilon_{nx}}{6\pi\beta\gamma} \quad (2.22)$$

II.3.b Émittance transverse

Les deux paragraphes précédents ont permis de définir certains termes nécessaires à la caractérisation du faisceau d'électrons et à poser les bases du calcul de transport de

faisceau à travers des éléments d'optique. Toujours dans le but de caractériser le faisceau d'électrons, on va s'intéresser maintenant aux valeurs de l'émittance sur ELSA.

Plusieurs expériences de mesure d'émittance en sortie de la ligne accélératrice ont été menées. Pour réaliser une mesure par la méthode des trois gradients (ou quadscan), c'est l'écran placé en bout de ligne accélératrice (en G1) qui est utilisé pour visualiser le faisceau (Figure 2.10). La variation de la focalisation du faisceau est assurée par le quadrupôle Q23. La valeur de l'émittance est alors donnée pour le point situé entre le quadrupôle Q22 et le quadrupôle Q23. Jusqu'à présent, quatre campagnes de mesures de l'émittance en fin de ligne accélératrice ont été réalisées. Le tableau 2.2 résume les paramètres utilisés et les résultats obtenus lors de ces campagnes.

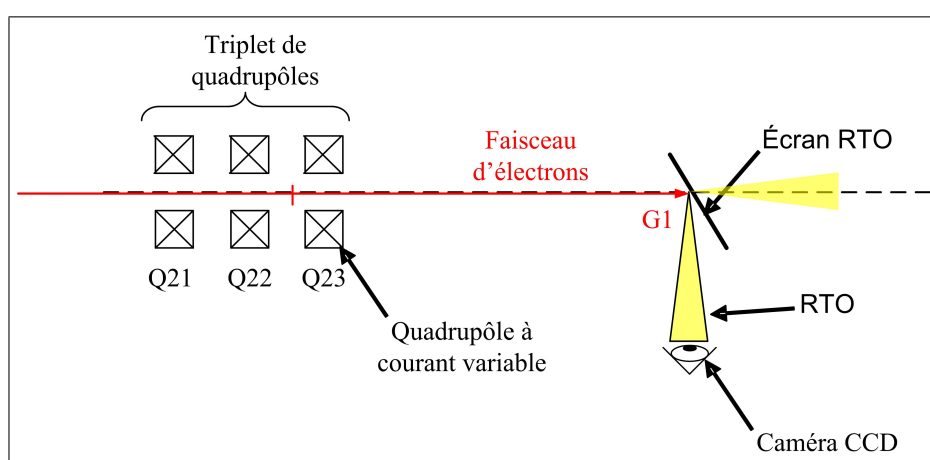


FIGURE 2.10 – Mesure de l'émittance du faisceau d'électrons en G1 par la méthode des trois gradients.

	Charge [nC]	Courant crête [A]	Émittance normalisée [mm.mrad]		Commentaires
			ϵ_{nx}	ϵ_{ny}	
Loulergue, 1996 [116]	0,2	12	5	3,4	16,5 MeV 25 ps
	1	45	6	5	
	2	80	7,7	7,7	
	3	112	13	12,5	
Marmouget, 1999 [117]	1	15	7,2		Émittance transverse 50-80 ps
	5	77	15,2		
	12	184	58		
Marmouget, 2002 [118]	1	14	6,4		Émittance horizontale avec prise en compte de la charge d'espace 15 MeV 70 ps
	2,5	36	8		
	6	86	8,4		
	8	114	10,4		
	10	143	11,6		
Le Flanchec, 2007 [119]	0,1	1,1	2,9	2,1	13 MeV 90 ps
	0,5	5,5	4	2,8	

TABLEAU 2.2 – Campagnes de mesure d'émittance transverse normalisée effective, en sortie de la ligne accélératrice (écran en G1), pour un courant de la bobine d'anode optimisé.

À partir de ce tableau, on peut représenter sur un graphique, les valeurs d'émittance transverse normalisée en fonction de la charge du faisceau (Figure 2.11).

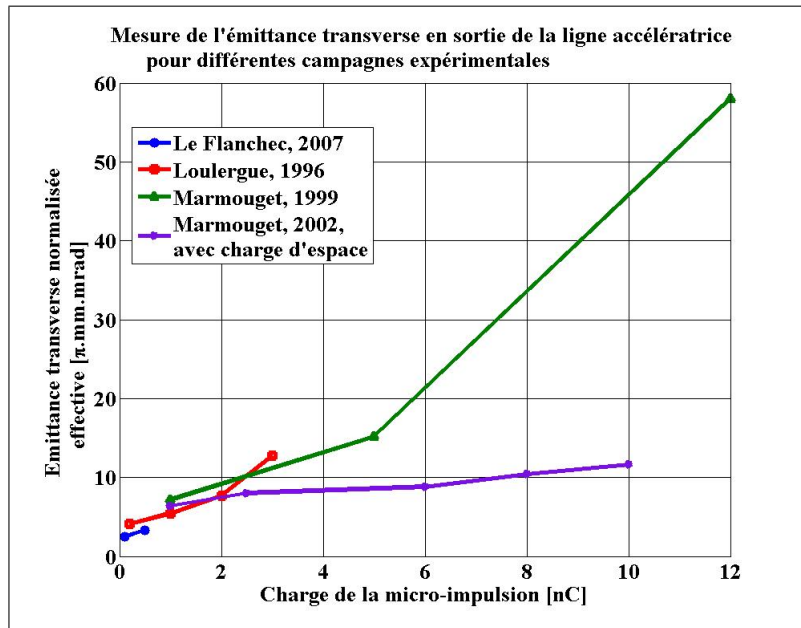


FIGURE 2.11 – Émittances normalisées transverses effectives en fonction de la charge du faisceau pour les différentes campagnes de mesure.

Ces valeurs d'émittance concordent d'une campagne de mesure à l'autre aux incertitudes de mesure près. On remarque clairement qu'elles augmentent avec la charge. Les limitations en résolution du système optique de mesure font que ces valeurs peuvent être légèrement différentes des valeurs réelles.

A. Loulergue a également étudié les effets du demi-tour isochrone sur l'émittance du faisceau. L'écran de mesure est situé en K0, la méthode des trois gradients est réalisée par la variation du courant du dernier quadrupôle du quadruplet en sortie de demi-tour. Le courant de la bobine d'anode est optimisé pour chaque mesure. Les résultats sont représentés sur la figure 2.12.

Cette figure met en évidence la dégradation de l'émittance à forte charge après le demi-tour. L'émittance horizontale augmente davantage à cause des conditions d'achromaticité du demi-tour qui ne sont plus valables à forte charge. Il est préférable alors de travailler à faible charge (< 2 nC) pour éviter une trop grande dégradation du faisceau après le demi-tour.

On retiendra donc une valeur d'émittance transverse du faisceau d'électrons d'environ 5,5 mm.mrad dans la ligne accélératrice à 1 nC pour un faisceau d'environ 25 ps (LTMH) à 17 MeV. Après le demi-tour, on retiendra une émittance horizontale de 18 mm.mrad et verticale de 9 mm.mrad pour les mêmes conditions de faisceau. Ces valeurs expérimentales sont confirmées par les simulations de dynamique de faisceau.

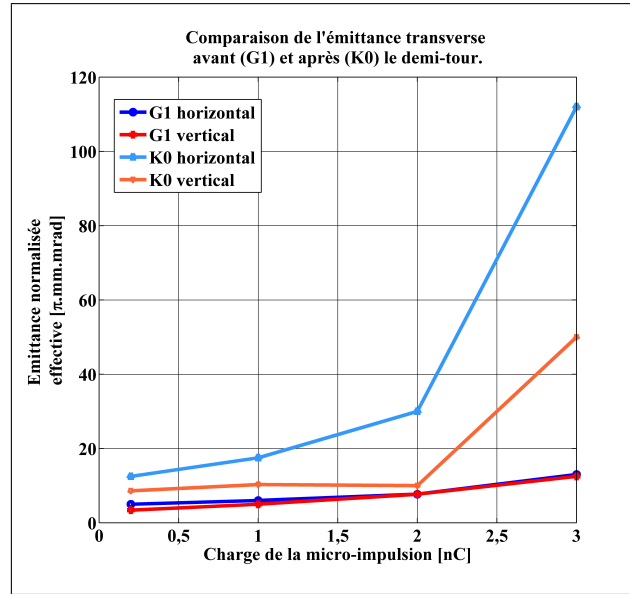


FIGURE 2.12 – Émittances normalisées transverses effectives en fonction de la charge du faisceau avant le demi-tour (mesurées en G1) et après le demi-tour (mesurées en K0) pour une durée de micro-impulsion d'environ 25 ps [116].

II.3.c Émittance longitudinale

L'émittance longitudinale s'évalue en mesurant la durée d'une micro-impulsion par une caméra à balayage de fente et la dispersion d'énergie dans le demi-tour, en fonction de la phase des cavités 433 MHz. On appelle cette méthode la méthode des trois phases, qui est similaire à la méthode des trois gradients.

Des mesures d'émittance longitudinale ont été réalisées par A. Loulergue [116] et par S. Joly [120]. Pour une micro-impulsion de 20 ps environ, l'émittance longitudinale obtenue est d'environ 800 ps.keV [rms], cette valeur est confirmée par les codes de calcul. Plus de détails sur les mesures, et notamment les diagrammes de phases, sont donnés dans ces publications.

Après le demi-tour, l'émittance longitudinale n'augmente que légèrement, comparé à l'augmentation de l'émittance horizontale.

II.4 Intensité et brillance du faisceau

L'intensité crête du faisceau d'électrons est donnée par le rapport entre la charge d'une micro-impulsion et la durée de cette micro-impulsion : $\hat{I} = \frac{Q}{\Delta t}$ exprimée en [A]. L'intensité crête du faisceau d'électrons est de 67 A pour un faisceau de 2 nC et de durée 30 ps.

Pour un faisceau d'électrons, on définit la brillance par :

$$B = \frac{2\hat{I}}{\epsilon_x \epsilon_y} \quad \text{en } [\text{A}/(\text{m}^2.\text{rad}^2)] \quad (2.23)$$

En prenant comme émittance de faisceau à 2 nC une valeur de 8 mm.mrad, pour un faisceau de 25 ps, l'intensité crête est de 80 A, on obtient une brillance de

$2,5 \cdot 10^{12} \text{ A}/(\text{m}^2 \cdot \text{rad}^2)$. En comparaison, la brillance des canons à électrons thermoioniques est inférieure d'un facteur 10^2 à 10^5 en fonction du matériau utilisé pour la cathode.

Conclusion

Ce chapitre résume les paramètres des faisceaux d'électrons et laser obtenus expérimentalement ou par calcul en fonction des caractéristiques de la machine. La flexibilité de ces paramètres est très avantageuse pour mener une étude sur une nouvelle source mais également pour pouvoir fournir un faisceau avec différentes caractéristiques. Il est possible maintenant d'évaluer à partir des paramètres des faisceaux quelles pourraient être les caractéristiques de la source Compton inverse.

Chapitre 3

Évaluation des possibilités d'ELSA en tant que source de rayons X par interaction Compton inverse

Le premier chapitre de la première partie a présenté la théorie de l'interaction Compton inverse en l'illustrant de quelques applications numériques en valeurs relatives. Maintenant que les caractéristiques des faisceaux d'électrons et laser ont été développées, il est possible d'évaluer ces résultats théoriques en utilisant les valeurs concrètes pouvant être obtenues sur ELSA. Ces évaluations sont complétées de quelques simulations ayant pour but de mieux comprendre l'interaction et de faciliter la mise en œuvre de la phase expérimentale.

I Évaluation des caractéristiques de la source à partir des résultats théoriques

I.1 Paramètres des faisceaux

En se basant sur les données présentées au chapitre précédent, un tableau de valeurs est établi en regroupant les paramètres typiques des faisceaux nécessaires aux applications numériques (Tableau 3.1). Les valeurs des tailles transverses des faisceaux sont données davantage à titre d'objectif, on verra par la suite qu'elles surévaluent légèrement ce qu'on obtient expérimentalement.

Paramètres des électrons

Énergie :	$E_e = 17 \text{ MeV}$
Charge par micro-impulsion :	$Q = 1 \text{ nC}$
Taille d'une micro-impulsion au point d'interaction :	$\sigma_{xe} = 100 \text{ } \mu\text{m rms}$ $\sigma_{ye} = 80 \text{ } \mu\text{m rms}$
Paramètre beta au point d'interaction ¹ :	$\beta^*_{*x} = 0,36 \text{ m}$ $\beta^*_{*y} = 0,46 \text{ m}$
Durée d'une micro-impulsion :	$\tau_e = 12,7 \text{ ps rms}$
Dispersion d'énergie :	$\frac{\Delta E_e}{E_e} = 0,15\% \text{ rms}$
Émittance normalisée :	$\epsilon_{nx} = 18 \text{ } \mu\text{m.rad rms}$ $\epsilon_{ny} = 9 \text{ } \mu\text{m.rad rms}$
Nombre d'électrons par micro-impulsion :	$N_e = 6,25 \cdot 10^9$

Paramètres du faisceau laser

Longueur d'onde :	$\lambda = 532 \text{ nm}$
Énergie par micro-impulsion :	$E_l = 2,5 \text{ mJ}$
Taille d'une micro-impulsion au point d'interaction :	$\sigma_{xp} = 50 \text{ } \mu\text{m rms}$ $\sigma_{yp} = 50 \text{ } \mu\text{m rms}$
M^2 :	~ 2
Longueur de Rayleigh au point d'interaction :	$z^*_{Rx} = 7,4 \text{ mm}$ $z^*_{Ry} = 7,4 \text{ mm}$
Durée d'une micro-impulsion :	$\tau_p = 12,7 \text{ ps rms}$
Nombre de photons par micro-impulsion :	$N_p = 6,71 \cdot 10^{15}$

TABLEAU 3.1 – Quelques paramètres des faisceaux nécessaires aux calculs.

I.2 Énergie et largeur spectrale du rayonnement

Avec des électrons d'énergie 17 MeV, et des photons de longueur d'onde 532 nm (2,33 eV), les photons diffusés ont une énergie maximale donnée approximativement par : $4\gamma^2 E_p = 10,9 \text{ keV}$. Cette énergie correspond à une longueur d'onde de 0,12 nm. Le rayonnement produit est bien dans le domaine des rayons X mous. La variation de l'énergie des photons X diffusés en fonction de l'angle de diffusion est donnée par la figure 3.1 dans le cas d'une collision frontale.

Le facteur relativiste γ est égal à 34,3. L'énergie des photons au bord du cône contenant 90% du flux (cône de demi-angle $\frac{1}{\gamma} = 30 \text{ mrad}$) est de 5,3 keV.

Pour un faisceau réel, la largeur spectrale totale du rayonnement est donnée par :

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X} \right)_T \approx \sqrt{\left(\frac{1}{N_0} \right)^2 + \left(\frac{\epsilon_n^2}{\sigma_e^2} \right)^2 + \left(2 \frac{\Delta E_e}{E_e} \right)^2_{int}} \quad (3.1)$$

N_0 est le nombre de périodes de l'onduleur laser, donné par : $\frac{L}{\lambda_0}$. Pour deux

1. La définition utilisée ici est celle correspondant à une distribution gaussienne du faisceau, $\beta^*_{(x,y)} = \frac{6\pi\beta\gamma\sigma_{(x,y)e}^2}{\epsilon_{(x,y)}}$.

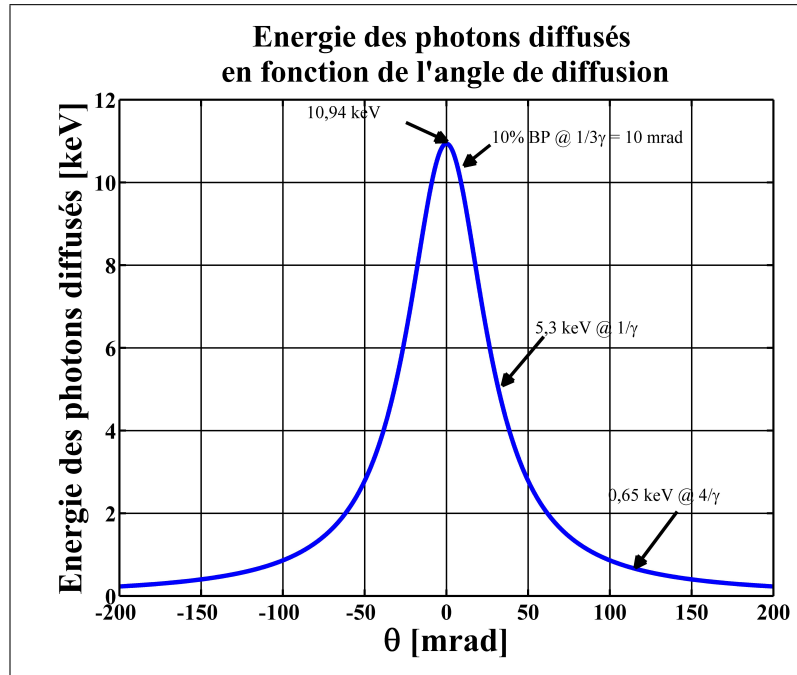


FIGURE 3.1 – Énergie des photons X diffusés en fonction de l'angle de diffusion.

faisceaux de même durée de micro-impulsions et pour un angle de collision très faible, L est la longueur des micro-impulsions : $L \sim 4$ mm. Le nombre de périodes de l'onduleur laser est ainsi de $N_0 \sim 7\,000$ ¹.

Dans le plan horizontal, $\varepsilon_{nx} = 18 \mu\text{m}.\text{rad}$ et $\sigma_{xe} = 100 \mu\text{m}$, la largeur spectrale du rayonnement est de 3,3% ce qui correspond à un angle d'environ 5,3 mrad. Dans le plan vertical, $\varepsilon_{ny} = 9 \mu\text{m}.\text{rad}$ et $\sigma_{ye} = 80 \mu\text{m}$, la largeur spectrale du rayonnement est de 1,4% ce qui correspond à un angle d'environ 3,4 mrad. On comprend alors que pour obtenir une largeur de bande plus faible (0,1% par exemple), l'utilisation d'un monochromateur est nécessaire. Par contre pour une largeur de bande plus élevée, un simple diaphragme peut être utilisé.

I.3 Flux de photons diffusés

Dans un premier temps, les résultats des calculs sont donnés avec la relation établie dans la première partie donnant le nombre de photons émis à partir de la section efficace Thomson. En supposant une collision frontale entre les deux faisceaux ($\alpha = 0$) le nombre de photons diffusés donné par :

$$N_X(\alpha) = \frac{N_e N_p f_{rep} \sigma_{Th}}{(2\pi) \sqrt{(\sigma_{ye}^2 + \sigma_{yp}^2)} \sqrt{\cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) (\sigma_{xe}^2 + \sigma_{xp}^2) + \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) (\sigma_{ze}^2 + \sigma_{zp}^2)}} \quad (3.2)$$

est égal à $4,2 \cdot 10^4$ photons par micro-impulsion.

1. Dans ce calcul de la largeur de bande spectrale, le terme dû à la divergence du faisceau laser est négligeable.

Pour une durée des micro-impulsions de $\sigma_{ze} = 12,7$ ps, le flux crête est de : $3,3 \cdot 10^{15}$ photons par seconde.

Compte tenu de la structure temporelle du faisceau d'ELSA, dans un régime où les micro-impulsions sont réparties à une fréquence de 72,22 MHz dans des macro-impulsions de $1 \mu s$ (capable de contenir 80 micro-impulsions de 2,5 mJ) espacés d'une seconde, le nombre de photons diffusés est de : $3,4 \cdot 10^6$ photons par macro-impulsion, ce qui correspond également au flux moyen en photons par seconde.

I.4 Réalité de l'interaction

I.4.a Angle de collision

Pour pouvoir estimer plus justement le nombre de photons X disponibles, il est important d'avoir une première idée de la zone d'interaction. Mécaniquement, on se rend compte qu'il est assez difficile de réaliser une collision parfaitement frontale. En effet, il faudrait pouvoir récupérer le flux X à travers le miroir laser visible, ce qui impliquerait d'utiliser des miroirs extrêmement minces avec des matériaux spécifiques. Ce type d'optique n'est pas disponible au moment où sont écrites ces lignes. En utilisant une croix et un tube à vide disponibles, on peut fixer un miroir réfléchissant le faisceau laser vert sur une tape de la croix, sous vide, pour être focalisé au point d'interaction (Figure 3.2). L'angle réalisé entre le faisceau laser et l'axe du tube à vide est d'environ 30 mrad. C'est un compromis entre un angle important pour récupérer le maximum de flux et un angle faible pour ne pas diminuer le nombre de photons produits. Pour un angle de collision de $\alpha = 30$ mrad, il y a une perte de 19% du nombre de photons par rapport à une collision parfaitement frontale. Cet angle est suffisamment faible pour ne pas trop affecter la durée des micro-impulsions diffusées.

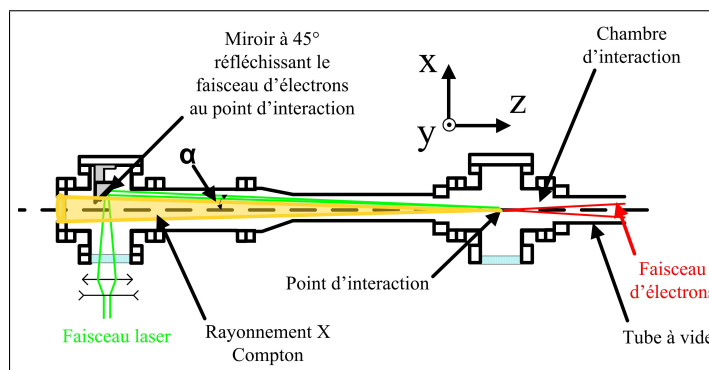


FIGURE 3.2 – Schéma évaluant l'angle de collision entre les faisceaux.

On remarque sur la figure 3.2 que le support du miroir sous vide est dans la trajectoire du faisceau diffusé. On verra dans le chapitre sur les résultats expérimentaux que ce support est visible sur le profil du faisceau diffusé.

I.4.b Durée des micro-impulsions

En considérant un angle de collision non nul, la durée des micro-impulsions a son importance sur l'évaluation du nombre de photons diffusés. Sur ELSA, on estime à

0,5 ps rms l'incertitude de cette mesure réalisée avec une caméra à balayage de fente, on a alors une incertitude de 0,8% sur le nombre de photons diffusés pour un angle de collision de 30 mrad. Lors des expériences sur ELSA, on estime qu'un allongement de la micro-impulsion des électrons est possible à cause d'instabilités de la phase des cavités accélératrices, une micro-impulsion d'électrons de durée 20 ps rms provoque une diminution du nombre de photons de 12% par rapport au nombre calculé avec une durée de la micro-impulsion d'électrons de 12,7 ps rms.

I.4.c Taille transversale des faisceaux au point d'interaction

Voyons maintenant quelle est la réduction de la luminosité due à la taille des faisceaux au point d'interaction. Le nombre de photons diffusés étant inversement proportionnel à la surface d'interaction, on comprend qu'une augmentation de la taille des faisceaux au point d'interaction peut diminuer sévèrement ce nombre (Figure 3.3).

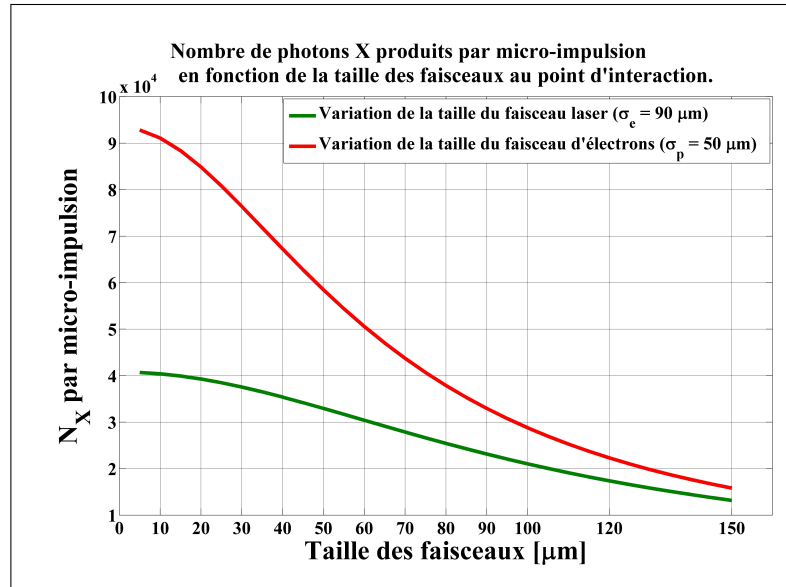


FIGURE 3.3 – Nombre de photons X produits par micro-impulsion en fonction de la taille transversale des faisceaux, la courbe rouge suppose une taille fixe pour le faisceau laser (50 μm), la courbe verte une taille fixe pour le faisceau d'électrons (90 μm). L'angle de collision entre les deux faisceaux est de 30 mrad.

La pente de ces deux courbes est différente. L'augmentation de la taille du faisceau d'électrons a davantage d'impact sur la diminution du nombre de photons diffusés que celle du laser. L'effort doit donc porter sur la réduction de la taille du faisceau d'électrons.

Cependant, il existe une limite à la diminution de la taille des faisceaux, elle est donnée par le facteur de l'effet sablier détaillé dans la première partie.

En utilisant les valeurs du tableau 3.1, le rapport $u_{rxp} = \frac{z_{Rx}^*}{\sigma_{zp}} = \frac{7,4 \cdot 10^{-3}}{3,8 \cdot 10^{-3}} = 1,9$ entraîne une baisse de la luminosité d'environ 10%. Pour supprimer cette baisse de luminosité, pour une longueur d'onde fixée, il faut soit augmenter la taille du faisceau au point d'interaction soit diminuer la durée de la micro-impulsion.

Les rapports $u_{rxe} = \frac{\beta_{*x}}{\sigma_{ze}}$ et u_{rye} avec les valeurs de référence n'entraînent eux pas de diminution de la luminosité. Il faudrait diminuer la taille du faisceau d'électrons jusqu'à $20 \mu\text{m}$ pour avoir un effet significatif de l'effet sablier.

Du point de vue du faisceau laser, il serait favorable d'augmenter la taille du faisceau pour diminuer l'effet sablier (en considérant une durée de micro-impulsion constante). Cependant, en regardant ce que provoquerait l'augmentation de la taille du faisceau laser sur le nombre de photons diffusés (Figure 3.3), on remarque que cela ne serait pas avantageux pour le rendement. On en conclut que dans le cas de notre étude, on a une diminution de la luminosité de 10% due à l'effet sablier sur le faisceau laser. Les simulations des paragraphes suivants donnent plus de détails sur ce résultat.

I.5 Brillance

Par analogie avec la brillance définie pour un faisceau d'électrons, la brillance d'un faisceau de photons est définie comme étant le flux de photons par unité de surface de la source, par unité d'angle solide du cône de rayonnement et par unité de bande spectrale.

$$B = \frac{F(10\%)}{\pi \sigma_{xe} \sigma_{ye} \theta_{10\%}^2} \quad \text{en [photons/s/mm}^2\text{/mrad}^2 \text{ pour 10\% de bande spectrale]} \quad (3.3)$$

Cette brillance est proportionnelle au flux mais inversement proportionnelle à la surface du point d'interaction. Ainsi, plus petite est la surface d'interaction plus brillante sera la source. Cette définition permet également d'avoir une idée de la monochromaticité de la source. Pour une largeur de bande spectrale de 10%, l'angle de diffusion est de : $\theta \approx \frac{1}{\gamma} \sqrt{10\%} = 9,23 \text{ mrad}$. La brillance crête pour un faisceau d'électrons idéal est donc de $4,8 \cdot 10^{15} \text{ photons/s/mm}^2\text{/mrad}^2$ pour 10% de bande spectrale. La brillance moyenne est de $5 \cdot 10^6 \text{ photons/s/mm}^2\text{/mrad}^2$ pour 10% de bande spectrale.

En prenant en compte l'angle de collision et l'effet sablier sur le faisceau laser, le nombre de photons diffusés par micro-impulsion n'est plus que de : 74% du total, ce qui fait $3 \cdot 10^4$ photons.

Aux calculs de brillance, il faut également ajouter l'augmentation de la largeur de bande spectrale due aux tailles de faisceaux : $\left(\frac{\Delta E_X}{E_X} \right)_T \approx 3,3\%$ en horizontal et 1,4% en vertical, ce qui correspond respectivement à des angles de 5,3 et 3,4 mrad.

Ainsi la brillance crête pour des faisceaux "réels" est de : $5,3 \cdot 10^{15} \text{ photons/s/mm}^2\text{/mrad}^2$ pour 10% de bande spectrale et la brillance moyenne : $7 \cdot 10^6 \text{ photons/s/mm}^2\text{/mrad}^2$ pour 10% de bande de spectrale.

I.6 Comparaison avec la théorie de l'onduleur

Le nombre de photons diffusés par micro-impulsions est donné par : $n_X = \frac{2}{3} \alpha a_0^2 N_0 N_e$.

$$a_0 \approx 0,85.10^{-9} \lambda_0 \sqrt{I_0} \approx 3,2.10^{-4}.$$

Pour un faisceau gaussien, $I_0 = \frac{2E_l}{\sqrt{2\pi\tau_p^2} \sqrt{2\pi\sigma_{Lx}^2} \sqrt{2\pi\sigma_{Ly}^2}} = 5.10^{11} \text{ W/cm}^2$ et λ_0 en μm .

$a_0 \ll 1$ ce qui confirme le schéma linéaire de la théorie de l'onduleur développé dans la première partie.

Avec $N_0 \sim 7\,000$ périodes laser, le nombre de photons diffusés par micro-impulsion est de $4,66.10^4$. Ce qui est tout à fait conforme au résultat de la théorie obtenu précédemment par la section efficace Thomson.

En appliquant le facteur de forme défini dans la première partie, $f \simeq \min \left[1; \frac{\sigma_{xp}\sigma_{yp}}{\sigma_{xe}\sigma_{ye}} \right] = 0,3$, le nombre de photons diffusés est de $1,8.10^4$. Cette définition du facteur de forme semble surestimer la perte de flux par rapport au résultat établi précédemment de presque un facteur 2.

II Simulations numériques

II.1 Le code Monte-Carlo CAIN

Les simulations numériques réalisées pour cette étude expérimentale de l'interaction Compton inverse ont été effectuées avec le code CAIN [121]. Le code CAIN est un code Monte Carlo écrit en FORTRAN permettant de simuler des interactions entre électrons de haute énergie, positrons ou photons. À l'origine (en 1984), ce code avait pour nom ABEL et était destiné à la simulation des interactions entre faisceaux dans les collisionneurs linéaires e^+e^- . Seules les déformations du faisceau dues aux interactions coulombiennes entre les particules et le rayonnement synchrotron étaient considérées. Ensuite fut ajouté au code la création de paire par collisions entre particules. ABEL devient CAIN avec l'ajout des interactions particules-faisceau laser pour les collisionneurs photons-photons. Une description des fichiers d'entrée-sortie du code est donnée dans l'annexe n° I. C'est le logiciel de développement MATLAB qui a été choisi pour traiter les fichiers de sortie du code.

II.2 Traitement des fichiers de sortie du code

Le premier objectif du code de traitement est de visualiser la trajectoire des faisceaux pendant l'interaction et la répartition des photons X produits. Les figures 3.4, 3.5 et 3.6 représentent les micro-impulsions d'électrons et de photons laser à différents instants de la boucle d'exécution du code. On retrouve bien l'angle de collision entre les deux faisceaux dans le plan (X,Z).

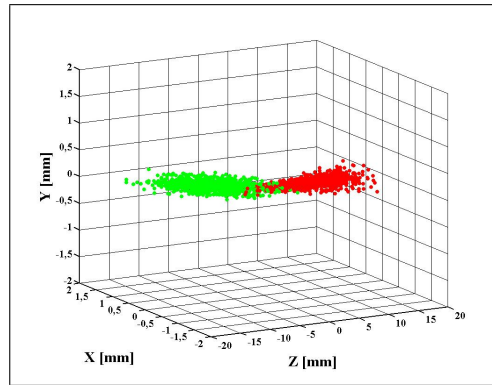


FIGURE 3.4 – Visualisation des faisceaux d'électrons (en rouge), laser (en vert) en début de la boucle d'exécution de CAIN.

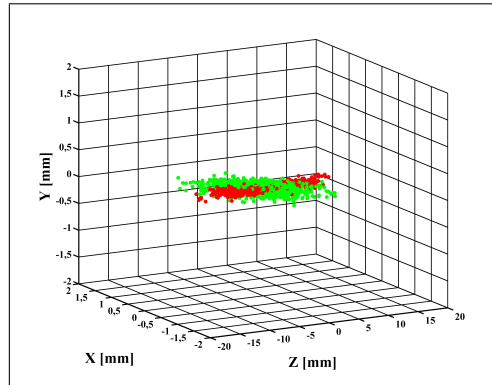


FIGURE 3.5 – Visualisation des faisceaux d'électrons (en rouge), laser (en vert) au milieu de la boucle d'exécution de CAIN.

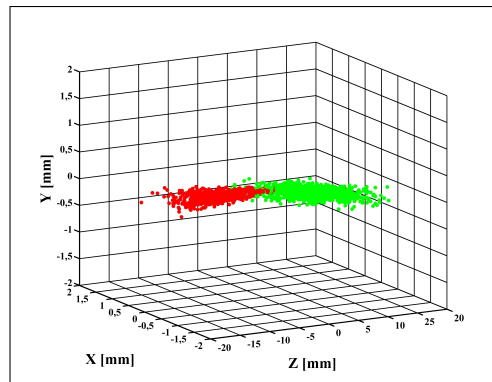


FIGURE 3.6 – Visualisation des faisceaux d'électrons (en rouge), laser (en vert) en fin de la boucle d'exécution de CAIN.

Malheureusement, étant donné la très faible probabilité d'interaction entre un électron et un photon avec les paramètres donnés précédemment, le temps de calcul nécessaire

pour obtenir un nombre suffisant de macro particules de photons diffusés est extrêmement long. Par exemple, avec un processeur calculant à une fréquence de 2,8 GHz, 57 min sont nécessaires pour exécuter 72 000 interactions électrons-photons. Avec 1000 macro particules d'électrons, 2 macro particules de photons X sont produites, avec 100 macro particules, une seule macro particule est produite. Un nombre important d'exécutions et donc un long temps de calcul est nécessaire pour réduire les erreurs statistiques. Afin de visualiser quelques macro particules de photons diffusés, on augmente artificiellement le nombre d'électrons, le nombre de macro particules d'électrons et la puissance du laser (Figure 3.7). En conservant, le paramètre de puissance du laser $a_0 \ll 1$, le calcul s'exécute avec le processus Compton linéaire, la distribution des photons diffusés est très peu modifiée.

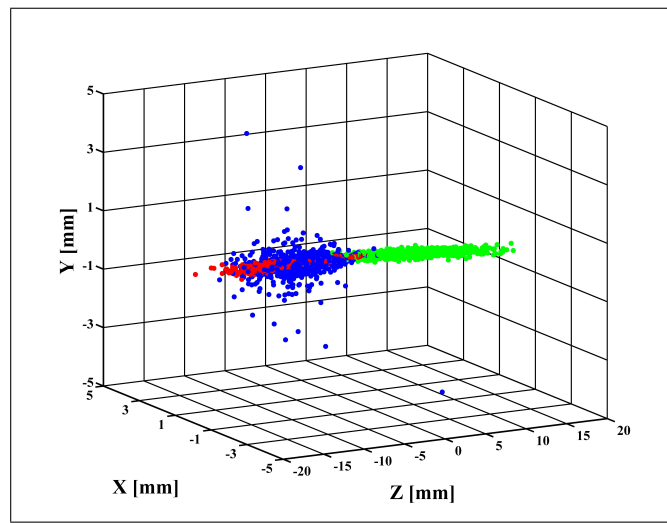


FIGURE 3.7 – Visualisation des faisceaux d'électrons (en rouge), laser (en vert), de photons X (en bleu) en fin de la boucle d'exécution de CAIN.

On retrouve bien le cône de diffusion des photons X de demi-angle de l'ordre de $\frac{1}{\gamma}$ (Figure 3.8).

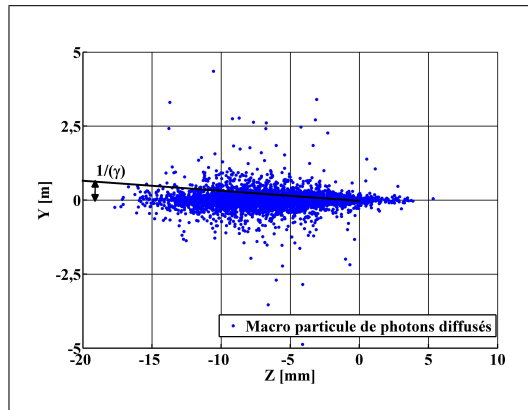


FIGURE 3.8 – Visualisation du faisceau de photons diffusés en fin de la boucle d'exécution de CAIN dans le plan (Y,Z).

La distribution des photons en fonction de l'angle de diffusion (Figure 3.9), nous donne plus précisément la taille du cône de rayonnement. En ajustant cette distribution à une fonction gaussienne, on obtient une taille rms de 19,6 mrad dans le plan vertical (Y, Z) et 21,4 mrad dans le plan horizontal (X, Z). Si on soustrait maintenant l'angle correspondant à l'élargissement spectral calculé précédemment dans les deux directions (5,3 mrad en horizontal, 4,3 mrad en vertical), on obtient 16,2 mrad dans le plan vertical et 16,1 mrad dans le plan horizontal. On peut considérer que ce résultat est conforme à ce que prédit la théorie, une largeur de cône rms de $\frac{1}{\sqrt{3}\gamma} = 16,8$ mrad.

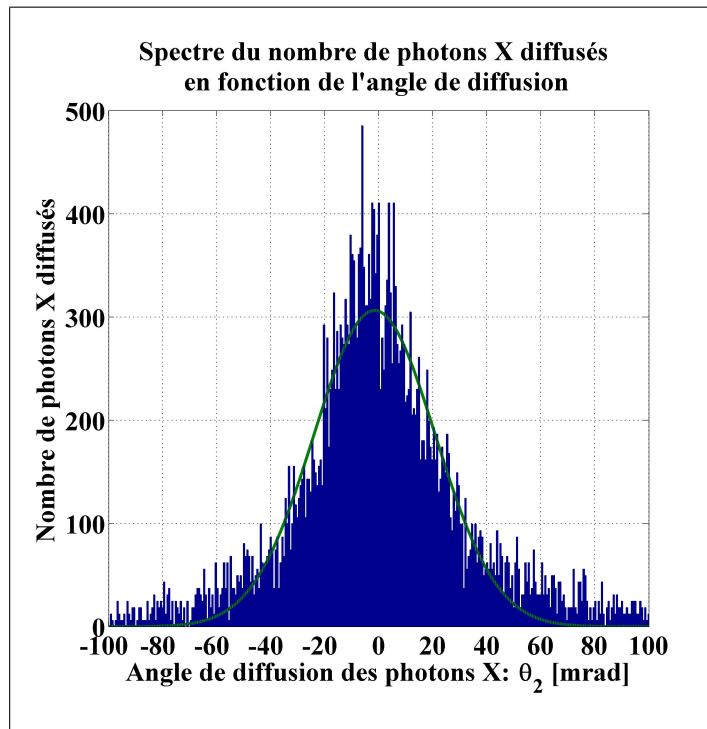


FIGURE 3.9 – Distribution des photons X en fonction de l'angle de diffusion pour un angle de collision de 30 mrad. La courbe verte est l'ajustement gaussien de la distribution.

La répartition de l'énergie des photons X en fonction de l'angle de diffusion est très proche de la théorie (Figure 3.10). On remarque cependant qu'un certain nombre de photons d'énergie élevée ont un angle de diffusion supérieur à celui donné par la théorie. Cet élargissement qu'on l'on voit apparaître sur la simulation est du au fait qu'on considère des faisceaux réels, avec une certaine divergence et non pas des faisceaux idéaux.

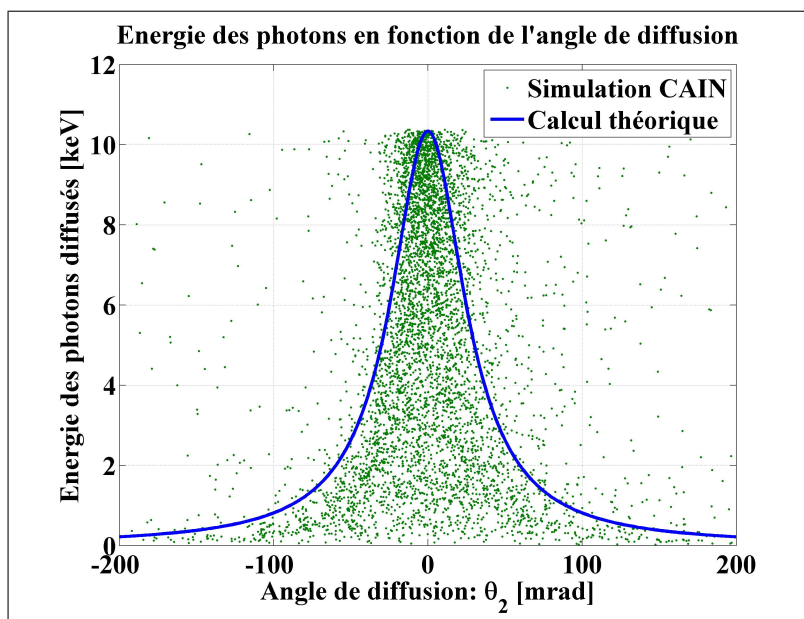


FIGURE 3.10 – Énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de diffusion. Comparaison entre la simulation et la théorie.

Le deuxième objectif du code de traitement est de pouvoir visualiser le spectre en énergie des photons diffusés. On cherche à connaître également, le nombre total de photons diffusés, le nombre de photons diffusés dans une certaine bande spectrale, et sous un certain angle solide. La figure 3.11 présente le spectre en énergie de tous les photons diffusés.

Celui-ci présente bien la même forme que celle donnée par la théorie à travers la section efficace différentielle. Alors qu'on avait estimé à $3 \cdot 10^4$ le nombre de photons diffusés en prenant en compte des faisceaux réels, le code nous donne un nombre total de photons diffusés de $4 \cdot 10^4$. Le code semble surestimer le nombre de photons émis. En comparant quelques cas d'école, on remarque que c'est un manque de statistique qui peut créer de grosses différences entre les résultats analytiques et les résultats des simulations. On s'efforcera par la suite à comparer entre eux des résultats ayant la même statistique.

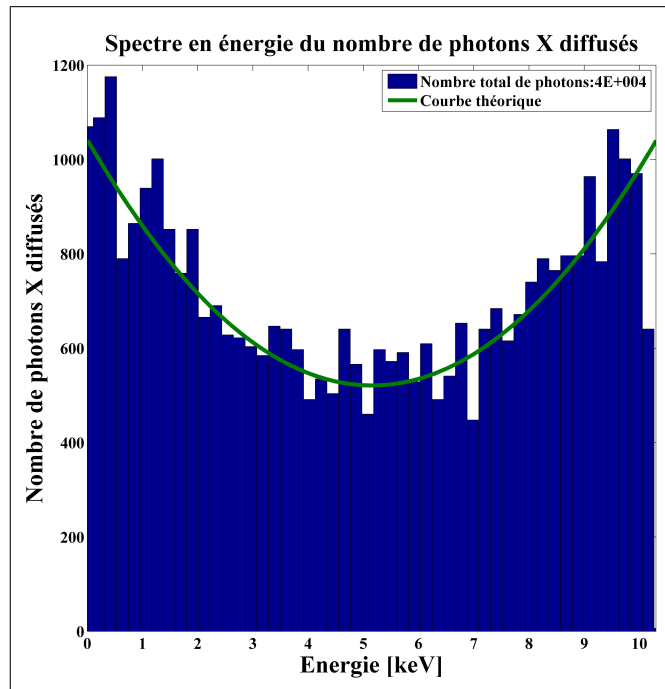


FIGURE 3.11 – Spectre des photons diffusés obtenu par simulation CAIN. Comparaison avec la courbe théorique.

Si on regarde maintenant le spectre en énergie dans un cône de demi-angle 30 mrad ($\sim \frac{1}{\gamma}$), (Figure 3.12). On remarque que celui-ci descend assez bas en énergie, alors que d'après la théorie, pour un faisceau idéal, la limite en énergie pour un demi-angle de 30 mrad est de 5,3 keV.

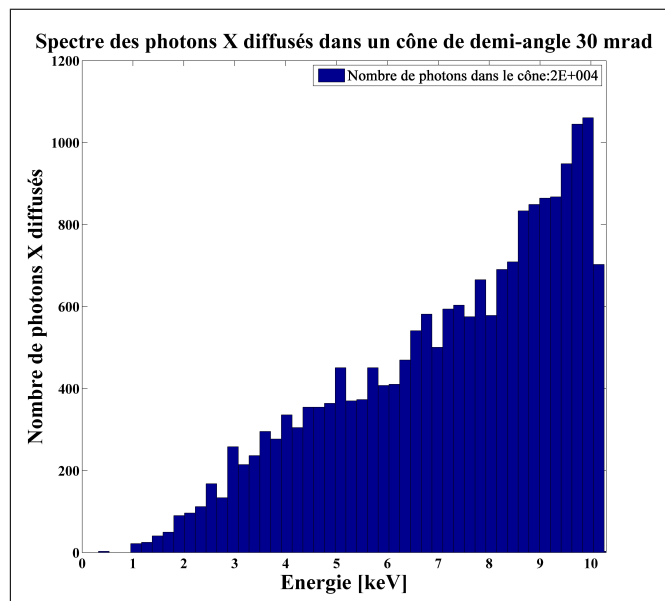


FIGURE 3.12 – Spectre des photons diffusés obtenu par simulation CAIN dans un cône de demi-angle 30 mrad ($\sim \frac{1}{\gamma}$).

La figure 3.13 nous aide à comprendre la répartition des photons diffusés dans l'espace. Les photons d'énergie supérieure à 9,8 keV correspondant à une énergie supérieure à environ 10% de l'énergie maximale (en rose) sont bien à l'intérieur du cône de rayonnement, proche de l'axe de symétrie, de l'axe de propagation du faisceau d'électrons. Des photons d'énergie inférieure à 5 keV sont bien visibles notamment sur l'extérieur du cône. Un petit nombre de photons de faible énergie sont émis vers l'extérieur du cône de diffusion comme le montre la figure 3.13.

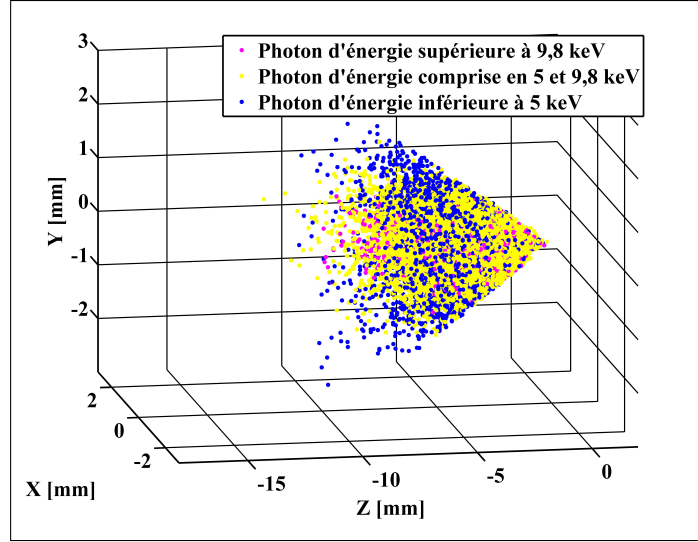


FIGURE 3.13 – Visualisation des photons diffusés dans un cône de demi-angle au sommet 30 mrad.

Pour une largeur de bande spectrale de 10 %, sélectionnée par un cône de demi-angle au sommet de 9,23 mrad, (Figure 3.14), on trouve également un certain nombre de photons d'énergie comprise entre 5 et 9 keV qui d'après la théorie pour un faisceau idéal ne devraient pas s'y trouver.

En sélectionnant uniquement les photons contenus dans l'angle $\theta_c = 9,23$ mrad, on ne sélectionne que 33% des photons d'énergie comprise entre $10\%E_{max}$ et E_{max} . Lorsqu'on ajoute l'angle d'élargissement spectral total calculé précédemment (~ 4 mrad), ce pourcentage est de 52%. Ces pourcentages diminuent si on considère une bande spectrale plus petite.

Finalement, lorsqu'on sélectionne une bande spectrale angulairement par $\theta_c \approx \sqrt{\frac{\Delta E_X}{E_X}} \frac{1}{\gamma}$ on obtient beaucoup moins de photons que lorsqu'on sélectionne directement la bande spectrale en énergie $\frac{\Delta E_X}{E_X}$ (expérimentalement cela se ferait en utilisant un monochromateur). Un nombre non négligeable de photons d'énergie comprise dans la bande de largeur spectrale $\frac{\Delta E_X}{E_X}$ se trouvent hors du cône de demi-angle θ_c . Il y a donc une augmentation de la bande de largeur spectrale. Elle est liée à la prise en compte de faisceaux réels, ayant une divergence non négligeable.

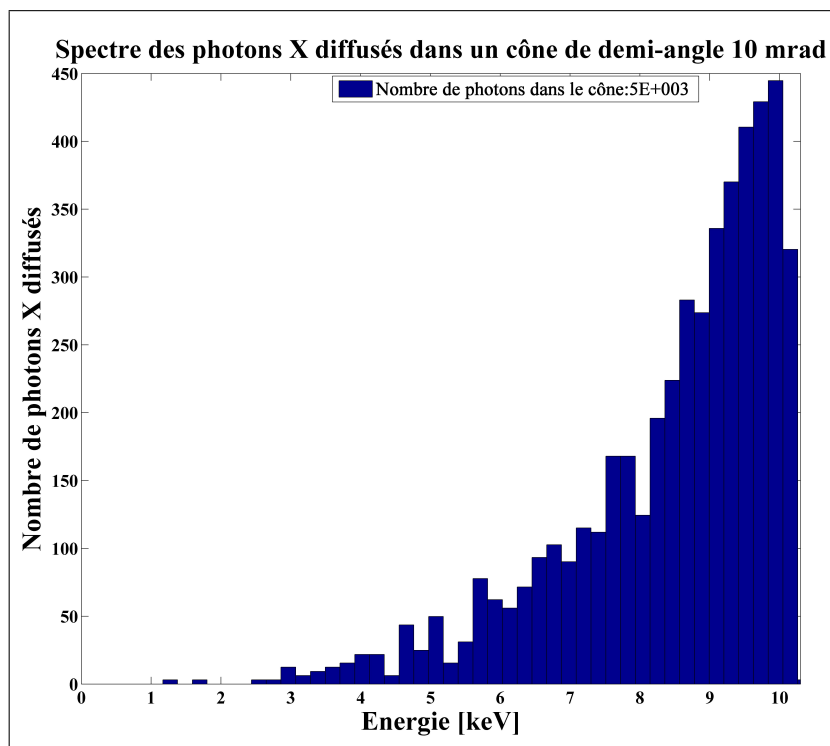


FIGURE 3.14 – Spectre des photons diffusés obtenu par simulation CAIN dans un cône de demi-angle 9,23 mrad (correspondant à une largeur de bande spectrale de 10 %)

II.3 Résultats des simulations

Le paragraphe précédent a confirmé par les simulations ce qui avait été expliqué par la théorie. L'énergie des photons dépend de l'angle de diffusion, les photons sont diffusés dans un cône de demi-angle de l'ordre de $\frac{1}{\gamma} = 30$ mrad. En considérant deux faisceaux réels avec une certaine divergence, il y a un mélange angulaire des photons, la largeur de bande spectrale est augmentée, ce qui avait été expliqué par le calcul de l'élargissement spectral. Quelques simulations vont permettre maintenant de comprendre davantage l'interaction entre les deux faisceaux.

II.3.a Variations de la taille transversale des faisceaux

Regardons comment évolue le nombre de photons diffusés en fonction de la taille des faisceaux (Figure 3.15). Par rapport au résultat théorique obtenu pour deux faisceaux idéaux, les pentes des deux courbes sont plus prononcées. On voit nettement apparaître pour le faisceau d'électrons l'effet sablier pour une taille de faisceau de $20 \mu\text{m}$. En ce qui concerne le faisceau laser, la diminution du nombre de photons dû à l'effet sablier est moins visible avec ces paramètres de faisceau. On en conclut qu'un soin particulier doit être apporté au faisceau d'électrons car c'est celui-ci qui fait varier fortement le rendement de l'interaction.

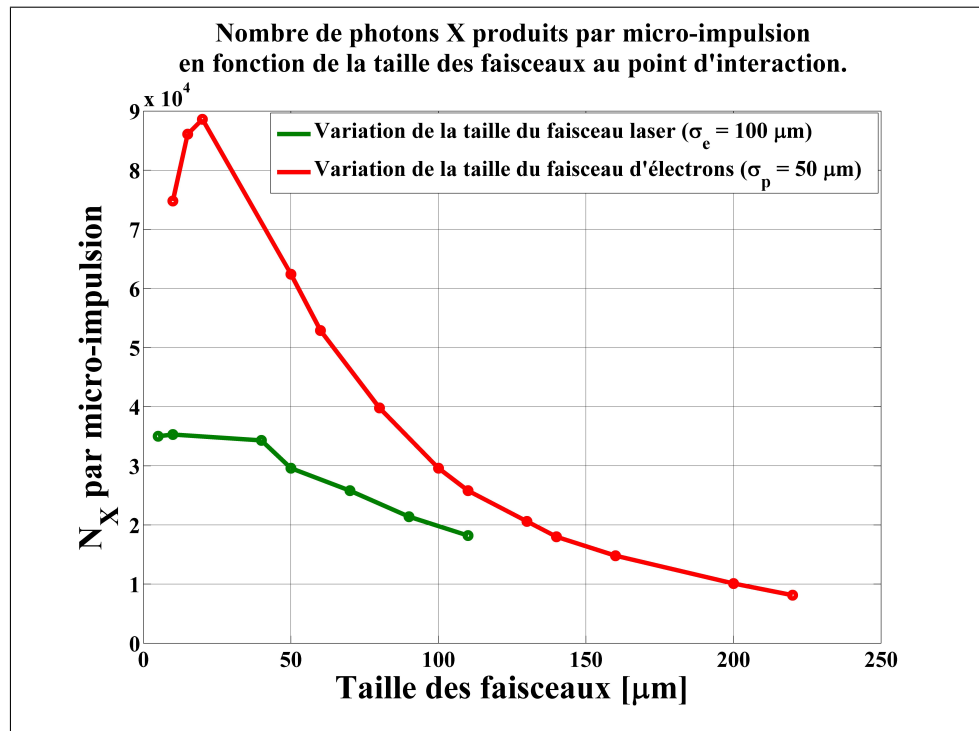


FIGURE 3.15 – Nombre total de photons diffusés en fonction des tailles de faisceaux, la configuration de référence étant $\sigma_{ex}^{ref} = \sigma_{ey}^{ref} = 100 \mu\text{m}$ et $\sigma_{px}^{ref} = \sigma_{py}^{ref} = 50 \mu\text{m}$. Les calculs ont été réalisés pour une émittance constante.

En regardant maintenant plus en détail le nombre de photons diffusés dans un cône de rayonnement donné, on s'aperçoit que le nombre de photons diminue à partir d'une certaine taille du faisceau d'électrons. Plus on réduit le cône de rayonnement, c'est-à-dire plus on sélectionne les photons proches de l'axe de diffusion plus il est possible d'augmenter la taille du faisceau d'électrons sans dégrader le rendement. Pour la totalité des photons, ce maximum est atteint pour $\sigma_e = 20 \mu\text{m}$, pour un cône de demi-angle au sommet de 30 mrad et de 20 mrad il est de $30 \mu\text{m}$, pour un demi-angle de 10 mrad (largeur de bande spectrale $\sim 10\%$) il est de $40 \mu\text{m}$ (Figure 3.16).

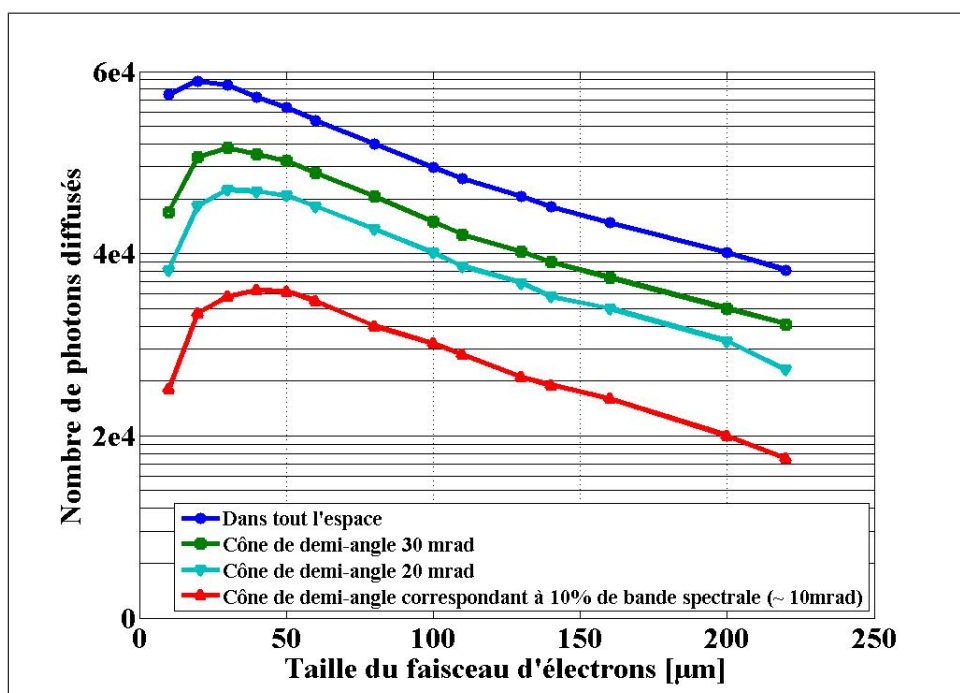


FIGURE 3.16 – Nombre de photons diffusés en fonction de la taille du faisceau d'électrons dans le cas $\sigma_{ex} = \sigma_{ey}$ et $\sigma_{px} = \sigma_{py} = 50 \mu\text{m}$ pour différents cônes de rayonnement (le demi-angle du cône de rayonnement est fixé).

Du fait de la relation entre la taille du faisceau σ_e et sa divergence θ_e : $\varepsilon \sim \sigma_e \theta_e$, à émittance constante, lorsque la taille du faisceau d'électrons augmente, sa divergence diminue. On en conclut que lorsqu'on réduit le cône de rayonnement il est préférable d'augmenter la taille du faisceau d'électrons afin de réduire cette divergence.

Une forte distribution angulaire des électrons (Figure 3.17) (liée à une forte divergence du faisceau) entraîne une forte distribution angulaire des photons X.

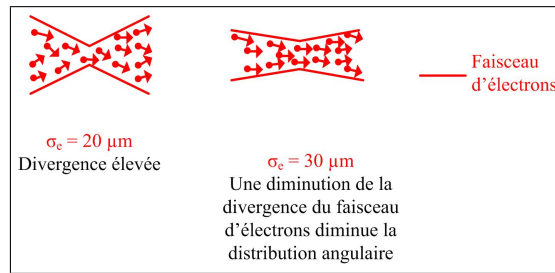


FIGURE 3.17 – Schéma expliquant les effets de l'augmentation de la taille du faisceau d'électrons afin de diminuer la divergence du faisceau. Les flèches symbolisent la distribution angulaire des électrons dans l'enveloppe du faisceau.

Pour aller plus loin, la figure 3.18 donne le nombre de photons diffusés dans un cône correspondant à une largeur de bande spectrale de 10% en fonction des tailles des faisceaux électrons et laser. Le maximum est atteint pour une taille de faisceau d'électrons de $20 \mu\text{m}$ et une taille du faisceau laser de $5 \mu\text{m}$.

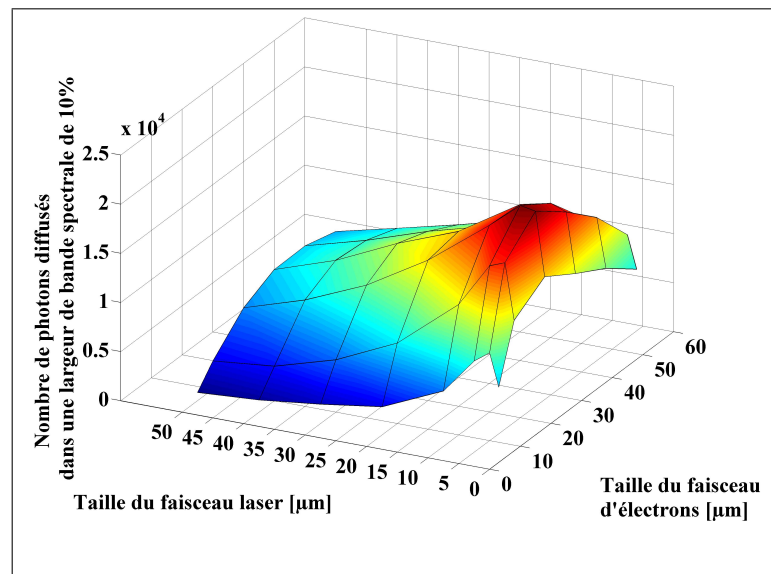


FIGURE 3.18 – Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction de la taille des faisceaux pour une émittance constante égale à $10 \mu\text{m}.\text{rad}$ dans les deux plans.

Le réseau de courbes de la figure 3.19 montre qu'effectivement un maximum du nombre de photons diffusés est atteint pour une taille du faisceau d'électrons de $20 \mu\text{m}$, par contre ceci n'est plus valable si la taille du faisceau laser est supérieure ou égale à $20 \mu\text{m}$. Il est préférable alors de passer à une taille du faisceau d'électrons supérieure à celle du faisceau laser, $30 \mu\text{m}$. On retrouve également cet effet si le faisceau laser fait $60 \mu\text{m}$, il est alors préférable de passer à une taille du faisceau d'électrons de $40 \mu\text{m}$.

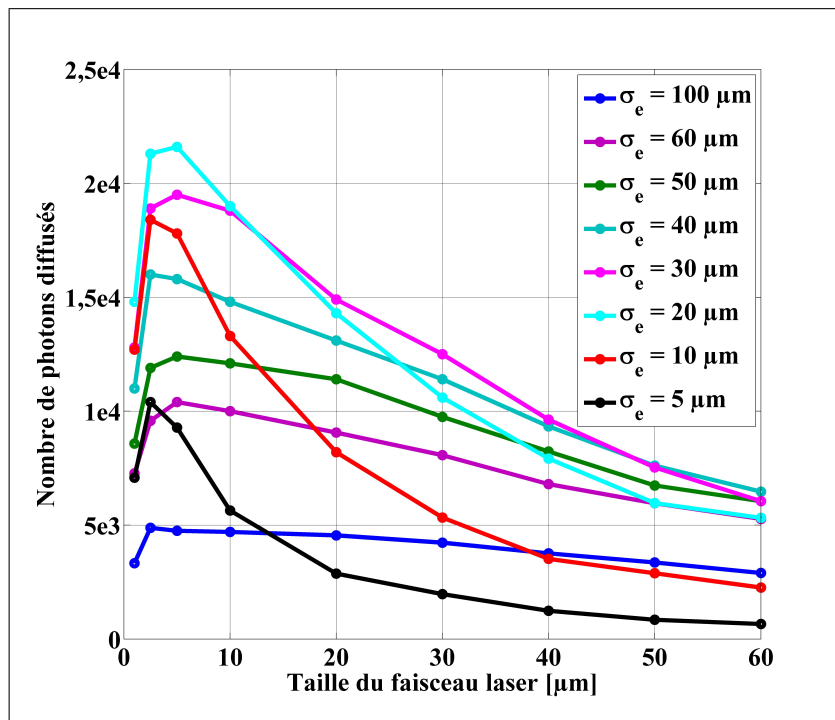


FIGURE 3.19 – Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction de la taille du faisceau laser pour différentes tailles du faisceau d'électrons à émittance constante.

Quelques schémas permettent d'illustrer ce propos (Figure 3.20). Dans le cas d'une collision frontale des faisceaux, on considère un faisceau d'électrons d'émittance constante et un faisceau laser à la limite de diffraction. Sont représentées les enveloppes des faisceaux pour différentes tailles au point d'interaction. À la limite de diffraction pour le laser et à émittance constante pour le faisceau d'électrons, la divergence des faisceaux est inversement proportionnelle à la taille au waist (confondue ici avec la taille des faisceaux au point d'interaction). Ainsi, lorsque la taille du faisceau laser augmente par rapport à la taille optimale, sa divergence diminue, ce qui a pour effet de dégrader le recouvrement des faisceaux. Il est préférable alors d'augmenter la taille du faisceau d'électrons pour diminuer sa divergence et retrouver un recouvrement optimal.

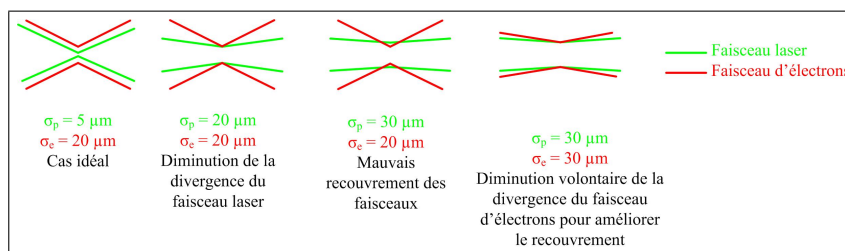


FIGURE 3.20 – Schéma représentant le recouvrement des faisceaux laser et électrons pour différents cas de la figure 3.19.

II.3.b Variations de l'émittance du faisceau d'électrons

Il est possible également de rencontrer lors du fonctionnement d'un accélérateur des variations d'émittance du faisceau. Ces variations sont dues à de mauvaises conditions de transport, d'accélération, et sont liées aux variations de la charge du faisceau. Dans ce cas, il y a également une variation de la taille et de la divergence du faisceau au point d'interaction. La figure 3.21 nous montre tout d'abord qu'une émittance faible est très favorable à l'interaction. Ensuite, cette figure permet de confirmer ce qui été dit précédemment : une augmentation de la divergence du faisceau (quelle qu'en soit la cause) diminue le rendement de l'interaction.

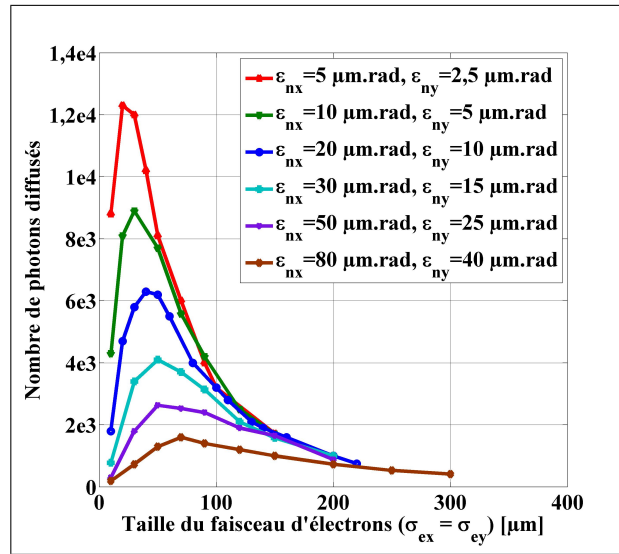


FIGURE 3.21 – Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction de la taille du faisceau d'électrons pour différentes valeurs de l'émittance. La taille du faisceau laser est de 50 μm .

Ces deux derniers paragraphes montrent l'importance d'avoir un faisceau d'électrons de faible émittance pour augmenter le rendement de l'interaction et la présence d'un optimum de la taille du faisceau d'électrons qui varie en fonction de l'émittance du faisceau et du cône de rayonnement des photons. Il est possible maintenant d'établir grâce à ces deux paragraphes, un couple (taille de faisceau d'électrons, taille de faisceau laser) optimal pour une émittance donnée.

Soit ε l'émittance du faisceau d'électrons, on obtient empiriquement à partir de la figure 3.21 la taille optimale du faisceau d'électrons par : $\sigma_e = 10,81\varepsilon^{1-0,5789}$. La taille du faisceau laser doit être la plus faible possible. Si par contre, une telle taille de faisceau laser n'est pas réalisable, il est préférable d'augmenter la taille du faisceau d'électrons jusqu'à atteindre la taille du faisceau laser. Cette augmentation de la taille entraîne une diminution de la divergence du faisceau, favorable à un bon rendement de l'interaction.

À travers la divergence du faisceau d'électrons, une augmentation d'émittance est responsable de deux effets ayant pour conséquence une diminution de la brillance du flux :

- Un mauvais recouvrement des faisceaux.

- Une augmentation de la divergence du faisceau X.

La figure 3.22 nous montre qu'en augmentant l'émittance du faisceau (tout en gardant les autres paramètres constants), la distribution des photons s'élargie. Ceci a pour effet de diminuer grandement le nombre de photons émis dans un certain angle solide.

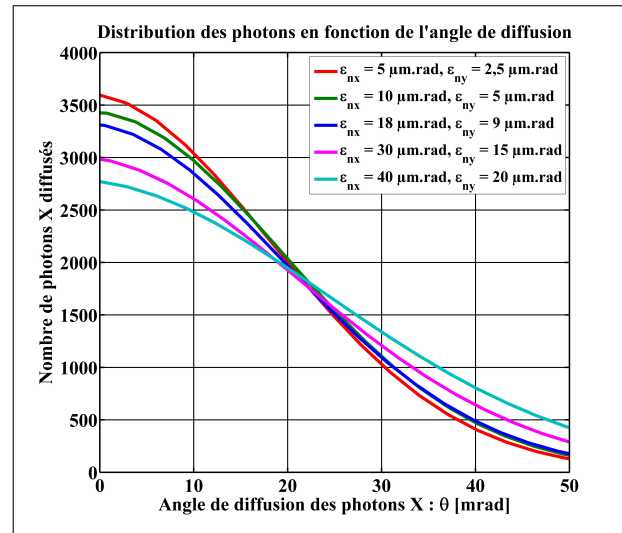


FIGURE 3.22 – Distribution des photons diffusés en fonction de l'angle de diffusion pour différentes émittances du faisceau d'électrons.

II.3.c Variations de la charge du faisceau d'électrons

L'augmentation de l'émittance et donc l'impossibilité de focaliser un faisceau sur de très petites tailles provient le plus souvent de la charge d'espace, qui augmente avec l'augmentation de la charge du faisceau d'électrons. D'un point de vu expérimental, il est intéressant de savoir s'il est plus avantageux d'augmenter la charge du faisceau au dépend d'une bonne émittance ou au contraire de diminuer la charge pour pouvoir focaliser le faisceau de manière optimale. On s'appuie pour cela sur les résultats de mesure d'émittance sur l'installation ELSA présentés au chapitre précédent et rappelés dans le tableau 3.2.

Charge par micro-impulsion [nC]	Nombre d'électrons	Émittance normalisée [mm.mrad]	
		ϵ_{nx}	ϵ_{ny}
0,2	$1,25 \cdot 10^9$	12,5	8,6
1	$6,25 \cdot 10^9$	17,5	10,3
2	$12,5 \cdot 10^9$	30	10
3	$18,75 \cdot 10^9$	112	50

TABEAU 3.2 – Valeurs d'émittance du faisceau d'électrons après le demi-tour (en K0) pour différentes charges de faisceau. Durée des micro-impulsions : 10,6 ps rms.

Si on regarde la diffusion des photons dans tout l'espace, l'augmentation de la charge du faisceau d'électrons conduit logiquement à une augmentation du nombre de photons

diffusés, jusqu'à 2 nC. À plus forte charge (3 nC), l'émittance élevée du faisceau réduit sensiblement le nombre de photons diffusés (Figure 3.23). Cet effet est d'autant plus visible lorsqu'on sélectionne un cône de rayonnement (Figure 3.24) puisque l'augmentation de l'émittance du faisceau élargit le cône de rayonnement.

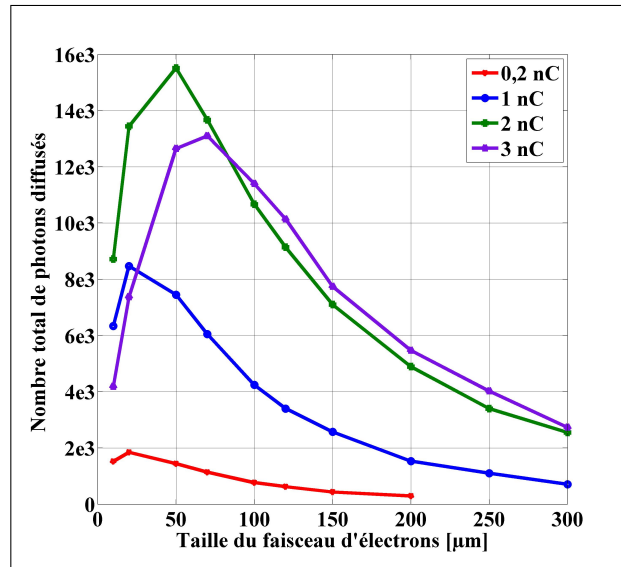


FIGURE 3.23 – Nombre de photons émis dans tout l'espace en fonction de la taille du faisceau d'électrons pour différentes valeurs de la charge du faisceau.

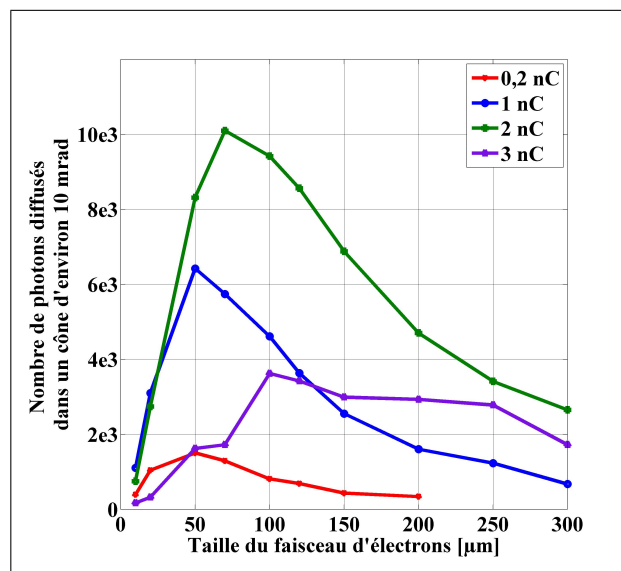


FIGURE 3.24 – Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction de la taille du faisceau d'électrons pour différentes valeurs de la charge du faisceau.

On conclut que dans le cas de l'installation ELSA, il n'est pas recommandé de travailler avec une charge supérieure à 2 nC afin de maintenir une émittance faible du faisceau. Dans le cas également où un compromis doit être fait entre fournir de la charge au

faisceau d'électrons ou de l'énergie au laser, il est préférable de fournir de l'énergie au faisceau laser au dépend du faisceau d'électrons pour garder une émittance faible tout en ayant un rendement plus important.

II.3.d Variations de la synchronisation des faisceaux au point d'interaction

En théorie, les micro-impulsions d'électrons et de photons doivent être parfaitement synchronisées pour optimiser le rendement, en pratique, la gigue du laser et de l'accélérateur peut désynchroniser les faisceaux. Il faut aussi prendre en compte l'erreur de mesure du délai entre les micro-impulsions électrons et laser. Pour des faisceaux avec les caractéristiques du tableau 3.1, on fait varier le délai entre les micro-impulsions pour un angle de collision de 30 mrad (Figure 3.25).

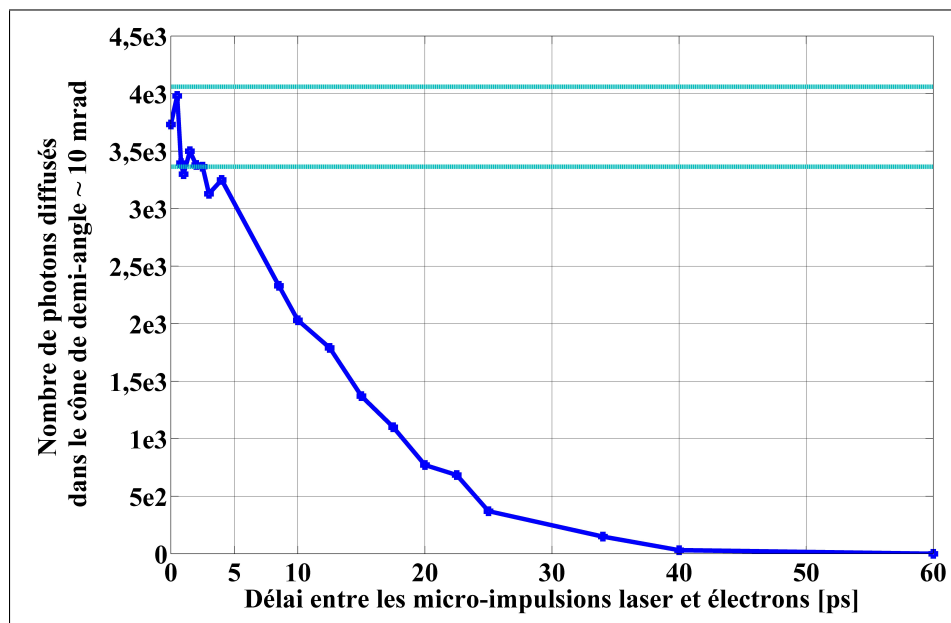


FIGURE 3.25 – Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction du délai entre les micro-impulsions arrivant au point d'interaction. Les droites horizontales représentent l'écart statistique du nombre de photons diffusés pour deux faisceaux synchronisés donné par le code de calcul.

Jusqu'à environ 2,5 ps pour les photons émis dans un cône de 10 mrad, le nombre de photons diffusés se situe dans l'écart statistique des résultats du code de calcul. À partir de 5 ps de délai entre les micro-impulsions, le nombre de photons diffusés diminue très rapidement. Ce délai semble tout à fait raisonnable dans le cas d'un angle de collision de 30 mrad, il est bien supérieur à la gigue du laser et de l'accélérateur. Grâce à la précision de la caméra à balayage de fente, on peut garantir un délai entre les impulsions inférieur à 2,5 ps.

II.3.e Variations du recouvrement spatial des faisceaux

Dans ce paragraphe, l'idée est d'évaluer la diminution du rendement de l'interaction dans le cas d'un mauvais recouvrement des faisceaux. L'instabilité des faisceaux ainsi que les incertitudes de mesures sont sources d'erreur pour l'évaluation du nombre de photons diffusés. Regardons ce qu'il se passe si le faisceau laser est décalé d'une dizaine de micromètres en horizontal et en vertical par rapport au faisceau d'électrons (Figure 3.26).

On remarque une différence majeure entre les deux plans. Grâce à l'angle de collision dans le plan horizontal, il y a un meilleur recouvrement spatial des faisceaux dans le cas d'un décalage du faisceau laser dans les x négatifs. Dans le plan vertical, le nombre de photons diffusés diminue d'environ 25% pour un décalage de $60\text{ }\mu\text{m}$. La figure 3.27 permet de visualiser cette dissymétrie pour différents décalages du faisceau laser dans les deux plans.

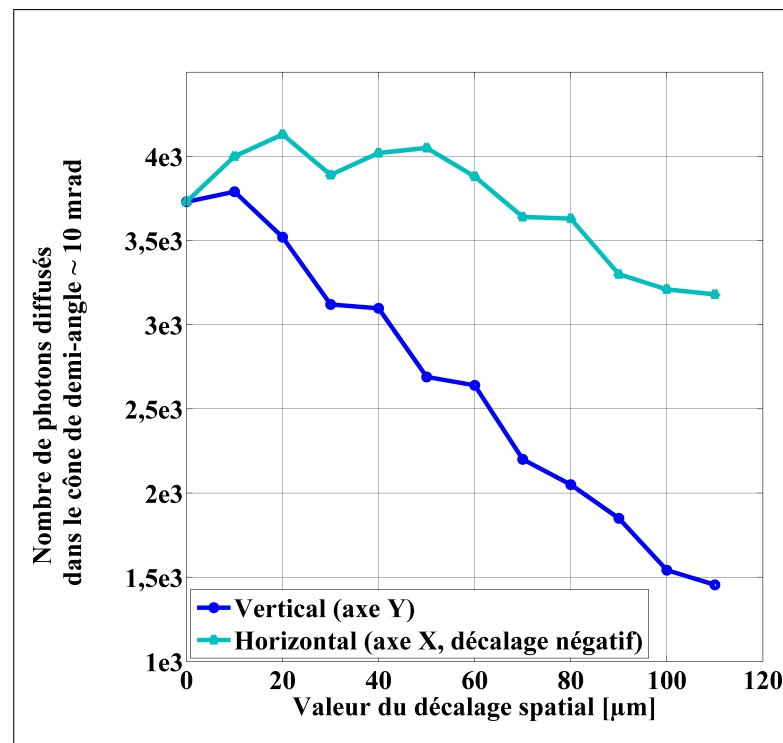


FIGURE 3.26 – Nombre de photons diffusés en fonction du décalage spatial du faisceau laser par rapport au faisceau d'électrons, le demi-angle du cône de rayonnement est fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale).

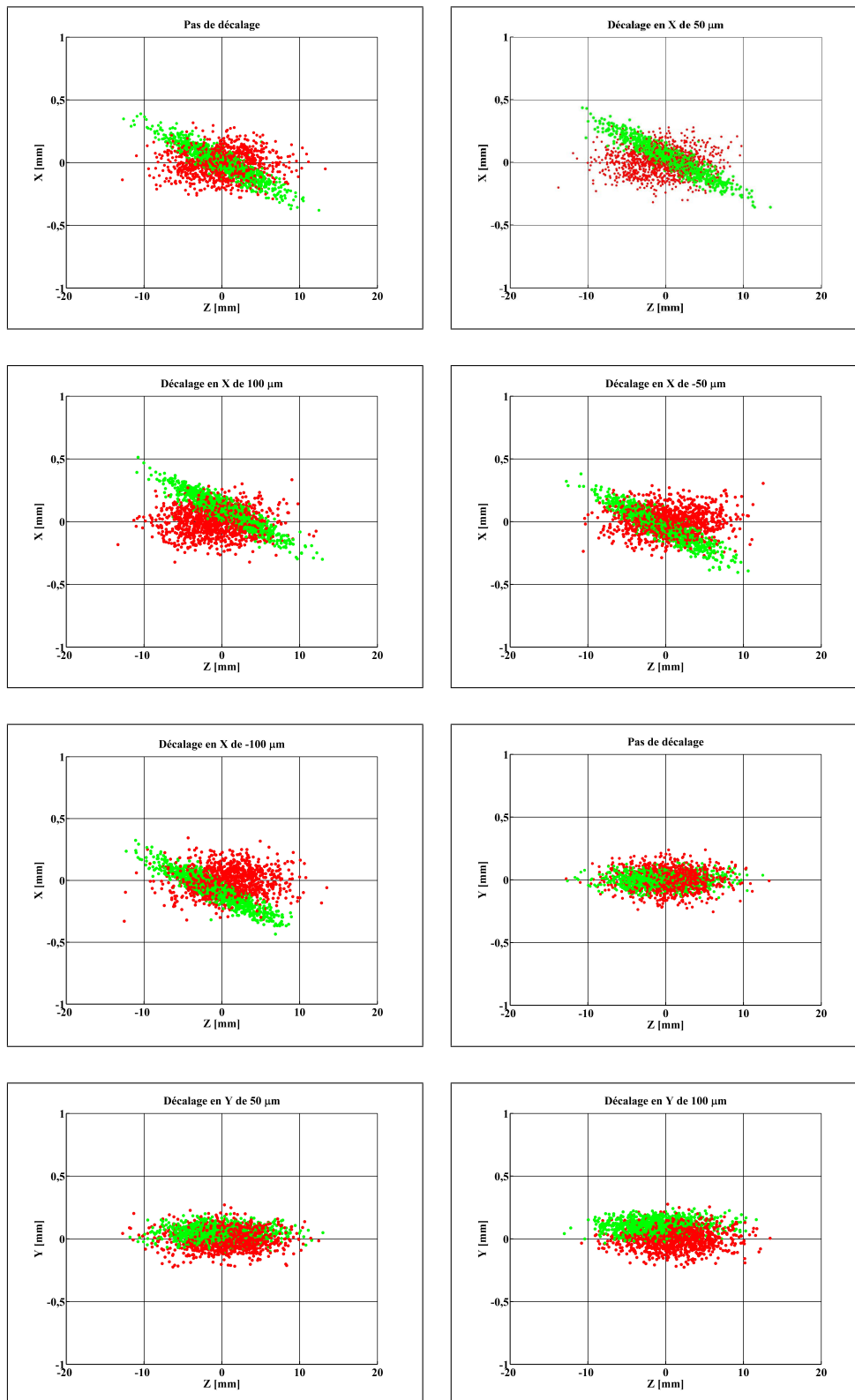


FIGURE 3.27 – Interactions entre les faisceaux dans le cas d'un décalage en horizontal ou vertical. On remarque, conformément aux résultats présentés à la figure 3.26, qu'il y a une dissymétrie dans le cas où le décalage se fait en horizontal vers les x négatifs. Les clichés sont pris au milieu de la boucle d'exécution de CAIN.

III Caractéristiques de la source attendue

Pour clore ce chapitre, ce paragraphe récapitule les caractéristiques du rayonnement Compton qu'il serait possible d'obtenir sur l'installation ELSA avec les paramètres nominaux des faisceaux (Tableau 3.3). La seule configuration d'interaction qui est envisagée est la configuration avec un angle faible (~ 30 mrad) pour faciliter la détection des photons X et extraire le maximum de photons.

Énergie du faisceau	
Énergie maximale :	$E_X = 10,94$ keV
Longueur d'onde maximale :	$\lambda_X = 0,12$ nm
Cône de rayonnement	
Demi-angle du cône de largeur de bande spectrale 10 % :	9,23 mrad ($0,56^\circ$)
Demi-angle du cône de largeur de bande spectrale 50 % :	29,2 mrad
Demi-angle du cône contenant 99,7 % du flux :	116,7 mrad
Largeur spectrale totale du rayonnement :	$\sim 3\%$
Angle correspondant à cette largeur spectrale :	~ 5 mrad
Micro-impulsion	
Durée rms :	12,7 ps
Taille rms :	~ 50 μ m
Nombre de photons diffusés	
Par micro-impulsion :	$4 \cdot 10^4$
Par seconde (crête) :	$3 \cdot 10^{15}$
Brillance du faisceau	
Crête pour 0,1 % de bande passante :	$1 \cdot 10^{13}$ photons/s/mm ² /mrad ²
Crête pour 10 % de bande passante :	$3 \cdot 10^{14}$ photons/s/mm ² /mrad ²
Polarisation	
Linéaire	

TABLEAU 3.3 – Caractéristiques du faisceau de photons X attendu pour les paramètres nominaux du tableau 3.1.

Ces chiffres font davantage office d'ordre de grandeur de ce qu'il serait possible d'obtenir avec l'installation ELSA. On peut estimer à 15% la barre d'erreur sur le nombre de photons émis due aux effets statistiques du code de simulation. Maintenant que les premières évaluations théoriques ont été réalisées, l'expérimentation va permettre de confirmer ou d'infirmer le choix des paramètres nominaux, de vérifier la faisabilité d'une telle source et de confronter les résultats expérimentaux aux simulations.

Conclusion

La fin de ce chapitre conclut également la deuxième partie de ce mémoire. L'installation ELSA semble tout à fait propice à l'implantation d'une source de rayonnement X par interaction Compton inverse. La souplesse des paramètres de l'accélérateur et du laser permet d'étudier facilement l'interaction en faisant varier les paramètres des faisceaux. Les calculs effectués montrent que dans l'état actuel de l'installation ELSA, les conditions optimales sont obtenues en utilisant le faisceau d'électrons à 17 MeV, le laser à 532 nm et de faire en sorte d'avoir un faisceau laser puissant et un faisceau d'électrons de faible émittance, tous les deux de courte durée et focalisés au point d'interaction.

Troisième partie

Expérimentation, production de rayons X par interaction Compton inverse

Chapitre 1

Mise en place de l'expérimentation

Le premier chapitre de cette partie détaille dans un premier temps le travail qui a été fait pour ajouter au système laser un deuxième bras (appelé bras Compton) nécessaire à l'interaction Compton inverse. Ensuite est décrite la préparation de la zone expérimentale tant du point de vue du faisceau d'électrons que du faisceau laser. Enfin, j'explique les différentes étapes qui ont menées à la production de rayonnement X.

Il est à rappeler au début de ce chapitre que certains de ces travaux d'aménagements, tant au niveau du faisceau laser que du faisceau d'électrons, nécessitent des compétences spécialisées ou l'utilisation d'outils spécifiques. Les ingénieurs et techniciens du laboratoire m'ont été d'une grande aide pour réaliser le dispositif expérimental.

I Adaptation du système laser

I.1 Mise en place du bras laser Compton sur la table laser

Le système laser d'ELSA, situé dans la salle laser, est destiné principalement à créer et former le faisceau de photons qui illumine la photo-cathode. Pour l'expérience d'interaction Compton, le faisceau laser est divisé en deux en sortie de chaîne amplificatrice par un cube séparateur de polarisation (Figure 1.1). Un bras du faisceau va à la photocathode (faisceau laser PK) l'autre bras est utilisé pour l'interaction Compton inverse (faisceau laser Compton). La portion transmise au bras Compton est ajustable par une lame demi-onde. Les deux faisceaux ont ainsi les mêmes caractéristiques temporelles. Le laser du bras PK est ensuite directement converti à 532 nm par un cristal de KTP tandis que le laser Compton passe par un quatrième amplificateur Nd :YAG en simple passage pour gagner de l'énergie par rapport au laser PK. Après la conversion à 532 nm une ligne à retard optique sur chaque bras est utilisée pour contrôler la synchronisation des faisceaux électrons et laser pour l'interaction. Le faisceau laser PK passe ensuite à travers des cellules de Pockels avant de traverser l'obturateur. En sortie de la table laser, les deux faisceaux sont transportés vers la casemate.

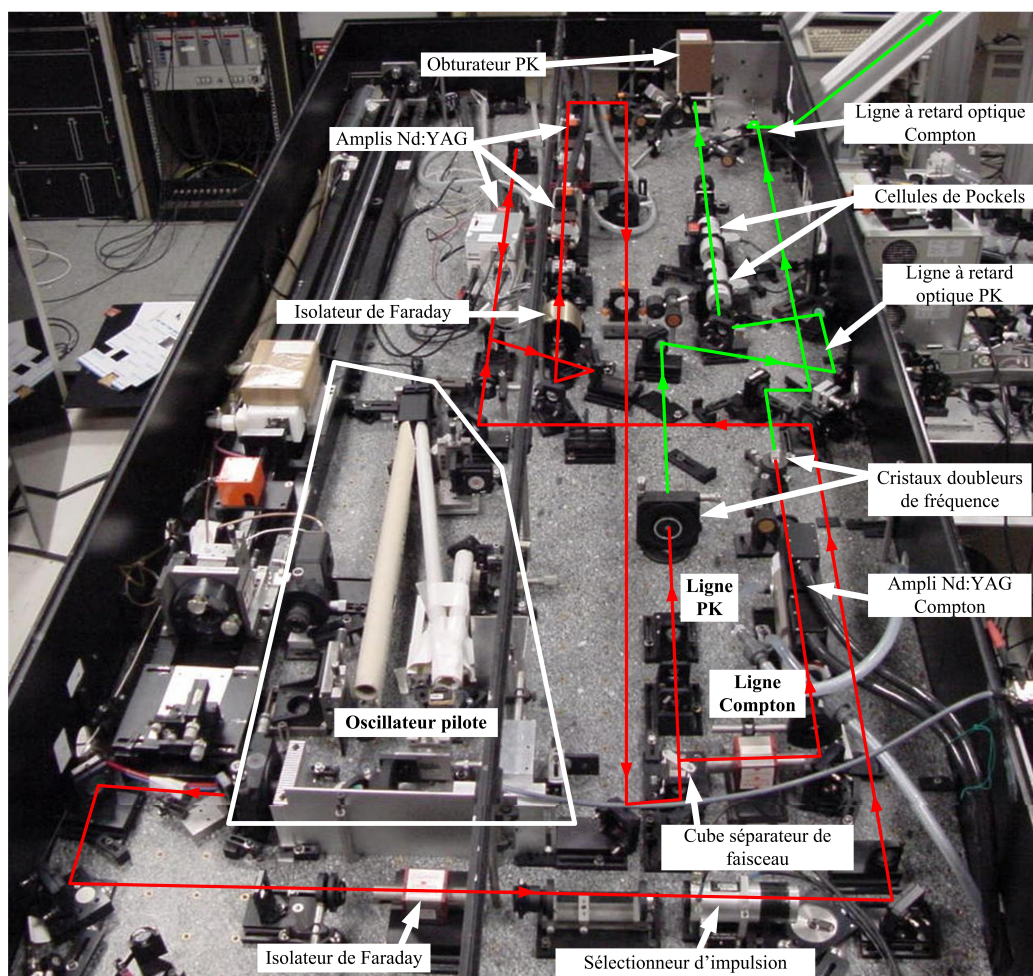


FIGURE 1.1 – Photographie de la table laser décapotée avec le tracé du trajet des faisceaux laser PK et Compton.

II Préparation de la zone d'expérimentation

II.1 Choix de la zone

Deux possibilités avaient été envisagées pour la mise en place de la chambre d'interaction. La première, envisagée par les initiateurs de ce projet, était de positionner l'expérience dans l'extension, après le double aimant alpha, ligne n°4 [93]. La deuxième possibilité est de profiter de l'ancienne ligne LEL dans la casemate.

L'extension présente l'avantage d'avoir un espace important pour monter la chambre d'interaction et de pouvoir profiter de la compression réalisée par l'aimant double alpha. De plus, s'il est prévu un jour d'améliorer l'installation, cet emplacement pourrait profiter de l'augmentation de l'énergie du faisceau d'électrons grâce à un post-accélérateur [93].

La casemate de l'accélérateur présente l'avantage d'avoir une ligne de faisceau déjà en place avec une chambre à vide pouvant être facilement adaptée à l'expérience et un aimant pour dévier le faisceau d'électrons. De plus, le transport du faisceau laser Compton de la salle laser à la casemate est facilité par l'existence d'un tube traversant le mur. Ce tube servait à transporter le rayonnement du LEL de la casemate à la salle expéri-

mentale située derrière la salle laser. L'inconvénient majeur de la casemate comme site d'expérience est le bruit électronique causé par les cavités accélératrices qui a pour effet de perturber les mesures des détecteurs. Cependant, ce bruit peut être ôté du signal en utilisant un filtre adapté. En ce qui concerne la qualité du faisceau à faible charge dans la casemate et l'extension, elle est quasiment identique dans les deux cas excepté le fait que dans la casemate, c'est l'émittance horizontale qui est dégradée par le demi-tour, dans l'extension, c'est l'émittance verticale qui est dégradée par l'aimant double alpha [119]. C'est la casemate qui a finalement été choisie comme emplacement pour l'expérience car c'est l'emplacement qui nécessite le moins d'investissement financier et temporel.

II.2 Étude de l'optique de faisceau de l'ancienne ligne LEL

Le choix de la zone expérimentale effectué, l'étude de la dynamique de faisceau de la ligne en sortie de demi-tour (réalisée avec les codes de transport de faisceau TRACE WIN [115] et Parmela [122]) a permis de revoir l'aménagement des éléments d'optique afin de focaliser au mieux le faisceau au point d'interaction (PI). De l'ancienne ligne LEL, 6 quadrupôles étaient disponibles. La première idée est d'en faire deux triplets, l'un placé en sortie de demi-tour pour concentrer le faisceau en sortie de demi-tour et l'autre à proximité du point d'interaction pour focaliser au mieux le faisceau. L'étude est menée pour deux configurations de triplet, l'une appelée configuration groupée (Figure 1.2) et l'autre configuration séparée (Figure 1.3). Ces configurations sont comparées à la configuration d'origine, le doublet (Figure 1.4). Ce choix de deux configurations vient de l'idée d'ajouter un miroir. Ce miroir installé dans une croix sous vide permettrait de réaliser une cavité laser au niveau de l'interaction. Un autre miroir serait installé à l'opposé du point d'interaction.

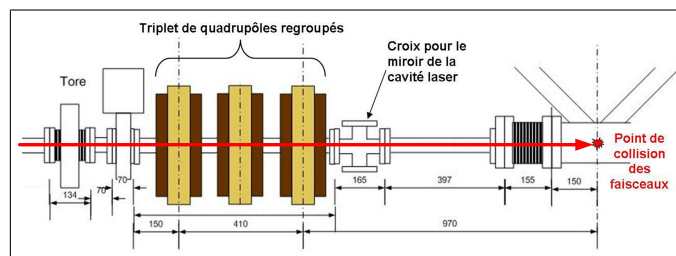


FIGURE 1.2 – Disposition du triplet de quadrupôles groupés par rapport au point de collision des faisceaux [mm]. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure.

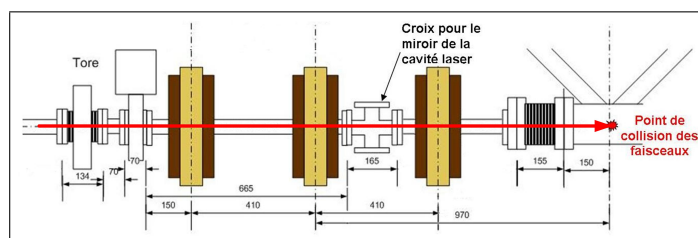


FIGURE 1.3 – Disposition du triplet de quadrupôles séparés par rapport au point de collision des faisceaux [mm]. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure.

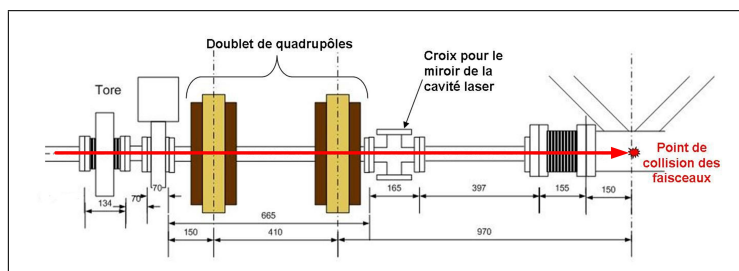


FIGURE 1.4 – Configuration d'origine en doublet de quadrupôles séparés par rapport au point de collision des faisceaux [mm]. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure.

Une configuration en triplet est plus avantageuse car elle offre un degré de liberté supplémentaire par rapport à la configuration en doublet et permet d'avoir des faisceaux de révolution. Entre les deux configurations en triplet, c'est la configuration en triplet séparé, qui focalise le mieux le faisceau au point d'interaction du fait notamment que le triplet est situé plus proche du point d'interaction. Cependant le positionnement des quadrupôles ne laisse que peu d'espace au miroir de la cavité. Pour un faisceau test d'énergie 17 MeV, de 5 mm de dimension rms, constitué de paquets de durée 30 ps et dont l'émittance rms normalisée est de $10 \mu\text{m}\cdot\text{rad}$, la configuration en triplet groupé permet de le focaliser au point d'interaction avec une taille inférieure à $100 \mu\text{m}$. Cette taille de faisceau au point d'interaction correspond aux spécifications attendues, on retient donc la configuration en triplet groupé.

II.3 Installations des éléments particuliers

II.3.a Les quadrupôles

Les quadrupôles sont déplacés de manière à être dans la configuration de la ligne de faisceau optimale : un triplet de quadrupôle en début de ligne un autre juste avant la chambre d'interaction. On se retrouve alors après le demi-tour avec (Figure 1.5) :

- un espace de glissement de 0,5 m après le demi-tour,
- un triplet de quadrupôles de largeur 0,122 m séparés par un espace de glissement de 158 mm,
- un espace de glissement de 4,26 m,
- un triplet de quadrupôles de largeur 0,122 m séparés par un espace de glissement de 83 mm,
- un espace de glissement de 0,9 m jusqu'au point d'interaction.

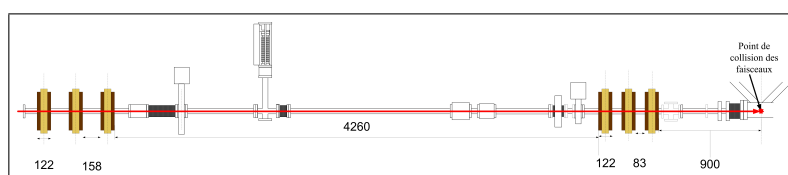


FIGURE 1.5 – Schéma de la ligne après le demi-tour avec le positionnement des triplets de quadrupôles. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure.

II.3.b Les éléments de diagnostics

Les diagnostics faisceau utiles sur la ligne sont les moniteurs de position (BPM) pour contrôler la trajectoire du faisceau et les écrans RTO permettant de visualiser le faisceau spatialement avec une caméra CCD ou temporellement avec la caméra à balayage de fente.

Les translateurs contenant les écrans RTO étaient déjà installés sur la ligne (en K0 et H3). Il a fallu cependant refaire le système optique de visualisation de l'image lors de l'installation de nouvelles caméras CCD. En K0, il est possible également de réaliser une mesure de la durée des micro-impulsions puisque une ligne de lumière transporte l'image de l'écran RTO jusqu'à la caméra à balayage de fente située dans la salle laser (Figure 1.6).

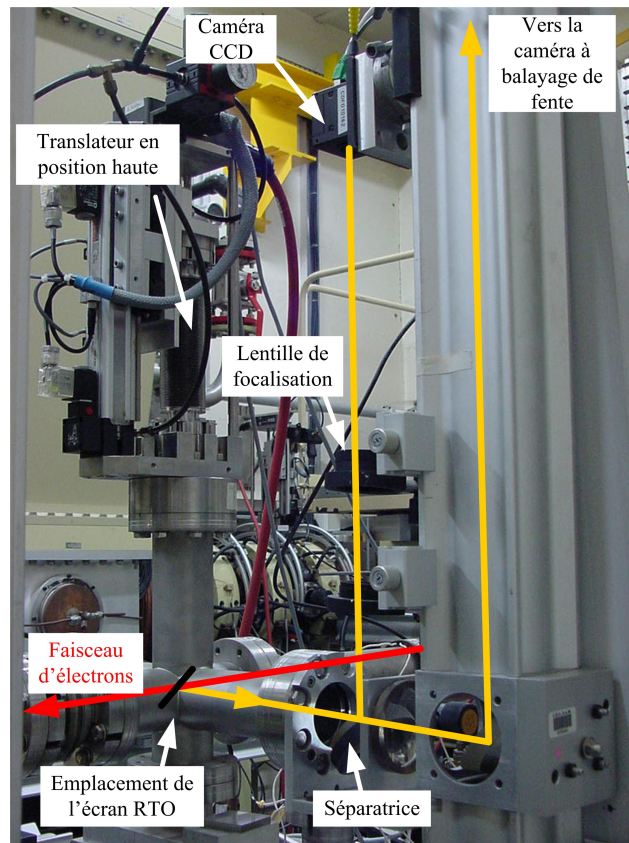


FIGURE 1.6 – Photographie avec le trajet du rayonnement de transition optique au point de mesure K0.

Deux BPM à lignes plates ont été installés. L'un en H, juste en aval du premier triplet, l'autre en K en amont du deuxième triplet (Figure 1.7). Lors de l'installation de nouveaux BPM il faut renseigner le logiciel de traitement sur certains paramètres des capteurs et vérifier la chaîne de mesure. Pour cela, on envoie sur une des antennes du BPM un signal électrique de fréquence 288,88 MHz (fréquence multiple de la fréquence du faisceau mais qui n'interfère pas avec les fréquences des cavités 144,44 et 433,33 MHz). On analyse ensuite la réponse du boîtier à cette perturbation. Cette manipulation effectuée pour

chaque antenne permet de confirmer le besoin d'une correction réalisée après calibration des boîtiers de mesure. Pour assurer un centrage correct du faisceau dans le tube à vide, on compare les mesures de position des BPM avec le positionnement du faisceau sur les écrans de visualisation RTO. Après réglage de la machine, on constate une bonne corrélation entre la position du faisceau donnée par les BPM et la visualisation du faisceau sur les caméras.

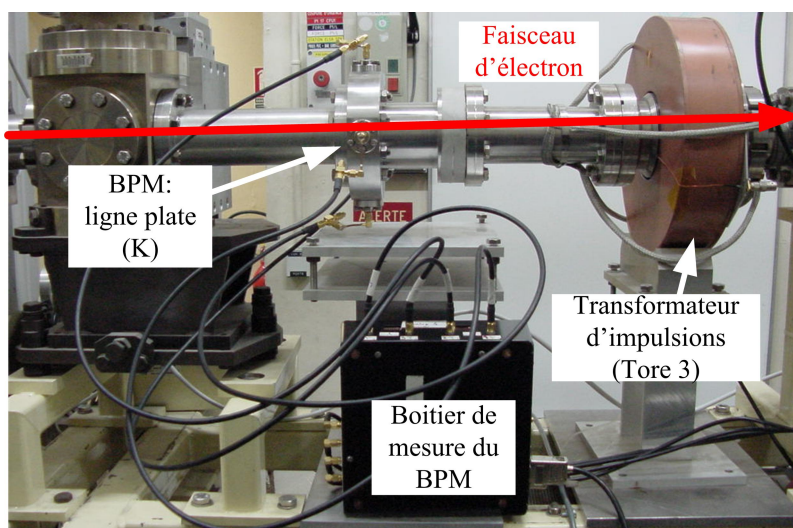


FIGURE 1.7 – Photographie du BPM ligne plate et de son boîtier de mesure en K.

La précision de la mesure est de l'ordre de 0,5 mm avec une stabilité de l'ordre de 0,1 mm. Cette précision est suffisante pour le réglage de la machine, mais cependant insuffisante pour pouvoir utiliser ce système de mesure de la position du faisceau au point d'interaction.

II.3.c Mise en place de la ligne après la chambre d'interaction

Quelques aménagements du bout de l'ancienne ligne LEL sont nécessaires pour pouvoir installer la zone de détection des photons X et la table d'injection du laser. Ces aménagements sont visibles sur les photographies de la figure 1.8. Ils consistent principalement :

- au démontage d'une chambre d'expérimentation placée à l'intérieur d'un château de plomb,
- au retrait d'un tube à vide coudé,
- à l'installation de tubes à vide adapté à l'expérience,
- à la mise en place d'une table laser stable,
- et à la protection de la zone de détection avec des blocs de plomb.

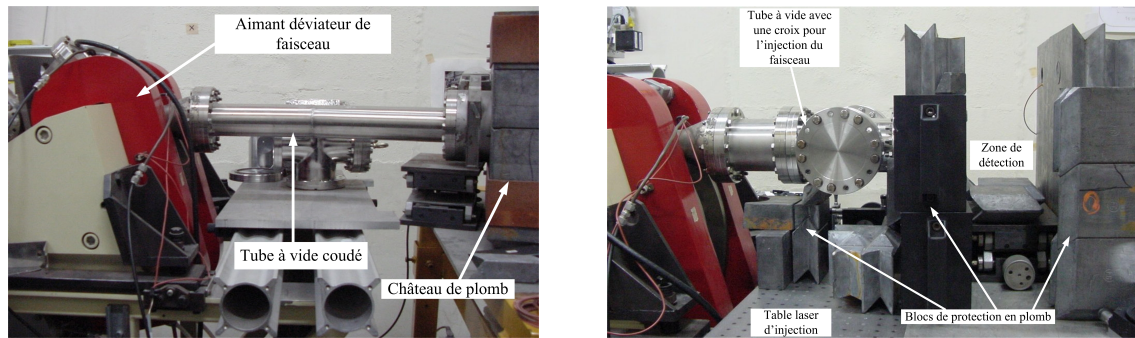


FIGURE 1.8 – Photographies de la zone en aval de l'aimant déviateur de faisceau (en rouge), avant les aménagements (à gauche) et après les aménagements (à droite).

Suite à tous ces aménagements, cette ligne a été rebaptisée ligne Compton. La figure 1.9 schématise ELSA dans la casemate telle qu'elle est actuellement avec les éléments d'optique et de diagnostics. Les dénominations de chaque élément sont référencées dans le programme de contrôle-commande. Pour plus de simplicité dans les dénominations, ELSA est divisée en différentes zones nommées par une lettre et délimitées par les vannes de maintien du vide.

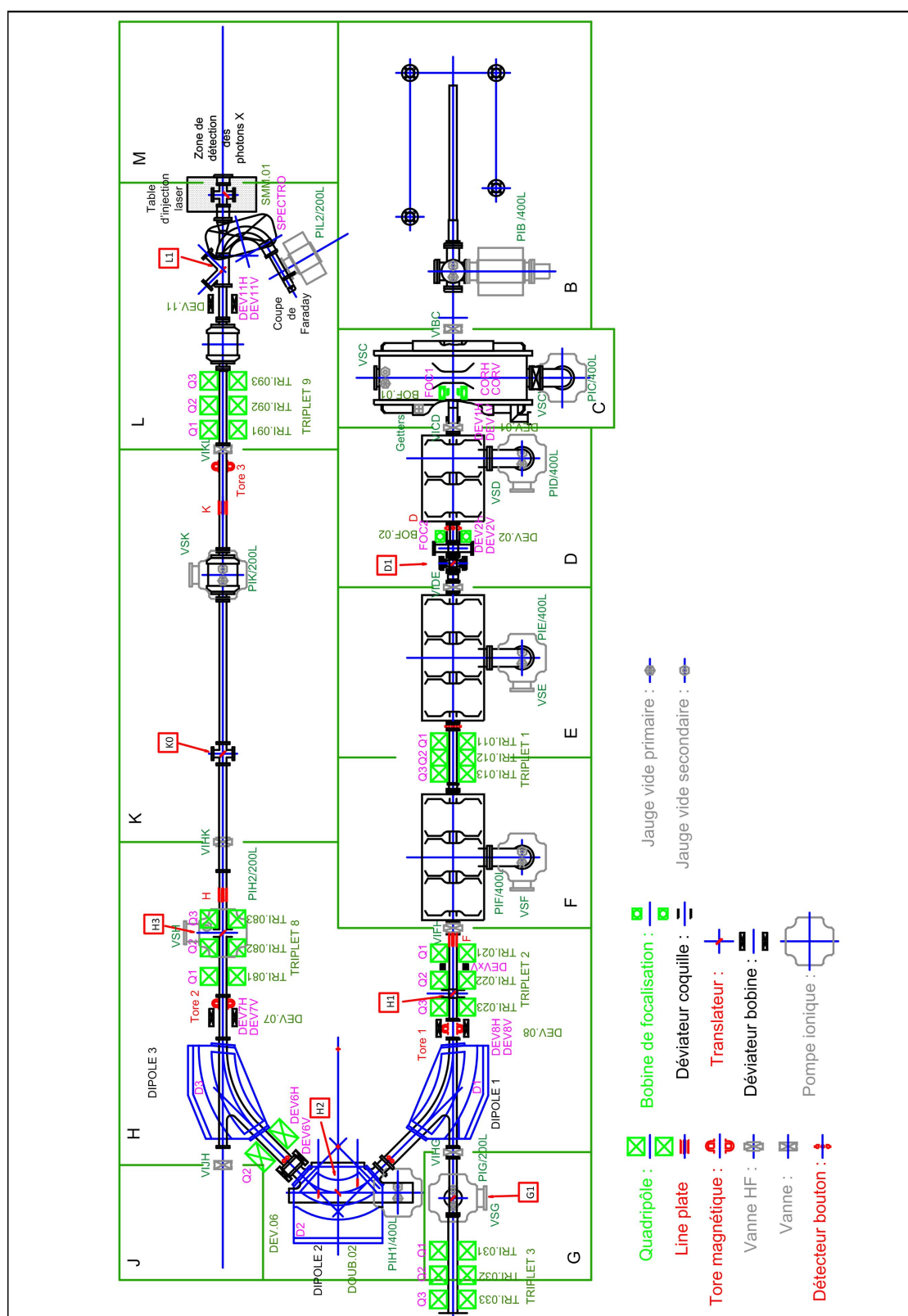


FIGURE 1.9 – Synoptique complet de l’installation ELSA dans la casemate. L’élément intitulé SPECTRO correspond à l’aimant déviateur de faisceau. La chambre d’interaction est juste en amont de l’aimant. La zone d’interaction des faisceaux correspond au point L1.

II.4 Transport et formation du faisceau laser Compton

Une fois la ligne Compton du faisceau d'électrons opérationnelle, il restait d'un point de vue mécanique, à monter la ligne de transport du faisceau laser Compton allant de la salle laser jusqu'à la casemate et d'installer les éléments d'optique sur la table laser d'injection.

II.4.a Parcours du faisceau laser Compton dans ELSA

L'idée mise en avant pour transporter le faisceau laser Compton de la salle laser à la casemate est de s'inspirer du trajet du faisceau laser PK tout en profitant des tubes qui étaient utilisés pour récupérer le rayonnement du LEL. Pour des raisons de sécurité, le choix a été fait de transporter le faisceau laser dans la casemate à une certaine hauteur du sol dans un tube. La hauteur est choisie de manière à profiter d'une structure existante. On mesure alors approximativement la longueur du trajet du faisceau laser :

- De la table laser au tube de l'ancien LEL : 2,15 m (Figure 1.10).

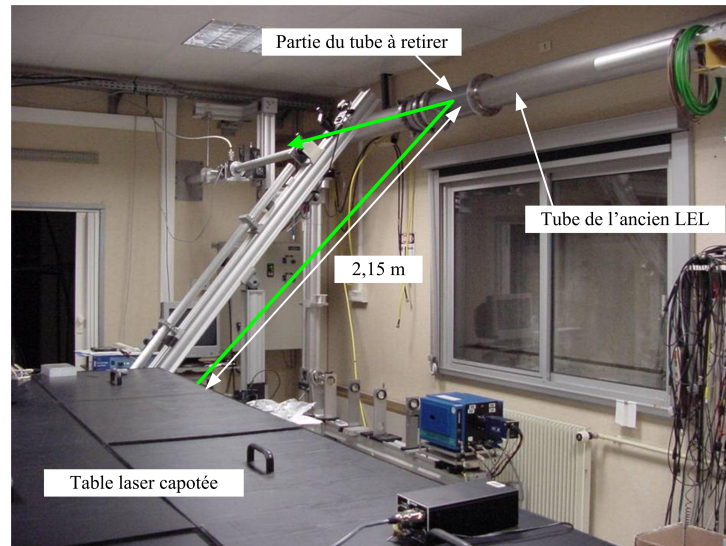


FIGURE 1.10 – Photographie représentant le trajet du faisceau dans la salle laser.

- Trajet horizontal dans l'ancien tube LEL jusqu'au premier miroir : 4,2 m (Figure 1.11).



FIGURE 1.11 – Photographies représentant le trajet du faisceau de la salle laser (photographie de droite) en passant par une salle attenante à la salle laser (photographie du milieu) jusqu'à la casemate (photographie de gauche).

- Trajet vertical entre les deux miroirs : 1,5 m.
- Trajet à travers le mur salle laser-casemate entre le dernier miroir de la salle laser et le premier miroir de la casemate : 3,53 m.
- Trajet vertical ascendant : 1,8 m (Figure 1.12).

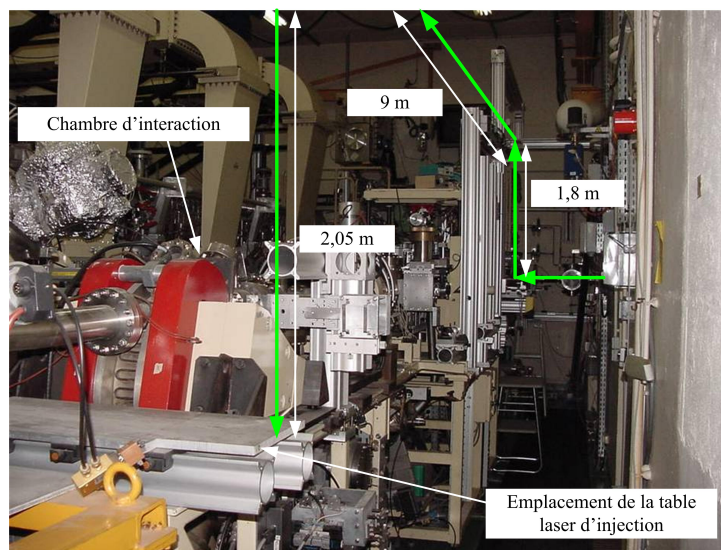


FIGURE 1.12 – Photographie représentant le trajet du faisceau dans la casemate.

- Trajet horizontal à travers la casemate : environ 9 m.
- Trajet vertical descendant : 2,05 m.

La somme de ces mesures est égale à 24,13 m.

Pour transporter le faisceau laser sur une si longue distance, on réalise une imagerie entre un point situé à proximité de la table laser (à +/- 1 m de la sortie de la table laser) et un point à proximité (environ 1 m) du point d'interaction électrons-laser, avec une image intermédiaire au point milieu de la ligne de transport. L'intérêt d'avoir une image intermédiaire du faisceau est de disposer d'un plan capable d'accueillir une lentille neutre pour l'imagerie, et de faire une imagerie de pupille entre l'entrée et la sortie du système, ce qui rend la ligne moins sensible aux défauts angulaires.

Le schéma de principe de la ligne est présenté sur la figure 1.13. L'ensemble de la ligne fait ici 22,22 m ce qui est compatible avec le relevé de cotes précédent.

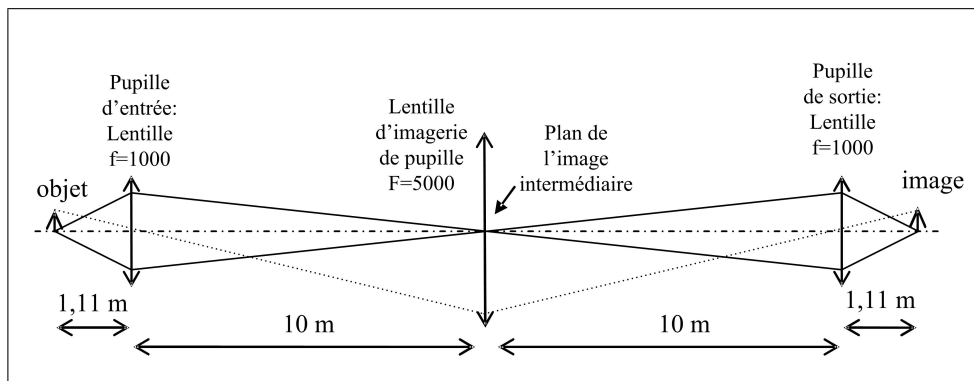


FIGURE 1.13 – Schéma de principe de la ligne de transport laser de la table laser (objet) à la table d'injection dans la casemate (image).

Il est cependant difficile de trouver des lentilles de focale 5000 mm. On remplacera donc la lentille centrale par une combinaison optique symétrique à 3 lentilles, de focale -1000, -1000 et +500 (Figure 1.14). La focale équivalente est ajustable en jouant sur la distance entre les lentilles, qui est faible devant les distances mises en jeu entre le plan objet et le plan image. Les lentilles sont des lentilles en BK7 traitées anti-reflet à 532 nm sur les deux faces.

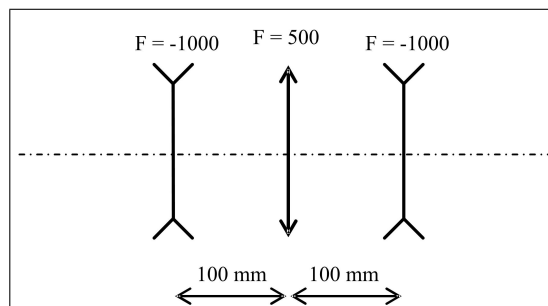


FIGURE 1.14 – Combinaison optique équivalente à une lentille convergente de focale longue. Celle-ci est ajustable en jouant sur la distance entre les lentilles.

II.4.b Montage des tubes et alignement du laser

Pour des raisons de sécurité le trajet du faisceau laser doit être tubé. À chaque changement de direction du faisceau laser, un miroir réfléchissant dans le vert est installé soit sur un support à deux ou trois vis de manière à pouvoir régler précisément l'orientation du miroir soit sur un support avec un angle de 45° comme celui de la salle laser (Figure 1.15).

Le laser sort de la table laser et est transporté jusqu'à un premier miroir à 45° situé à environ 2 m du sol. En aval de ce miroir, deux obturateurs ont été installés. Le premier est un obturateur manuel permettant de contrôler le faisceau laser Compton de la salle de contrôle-commande pendant les expérimentations. Le deuxième est l'obturateur de sécurité qui s'ouvre uniquement lorsque la chaîne de sécurité l'autorise. Fermé, il empêche le faisceau d'aller dans la casemate. Le faisceau est ensuite tubé par le tube ayant servi à l'ancienne ligne LEL et cela jusqu'à l'entrée de la casemate.

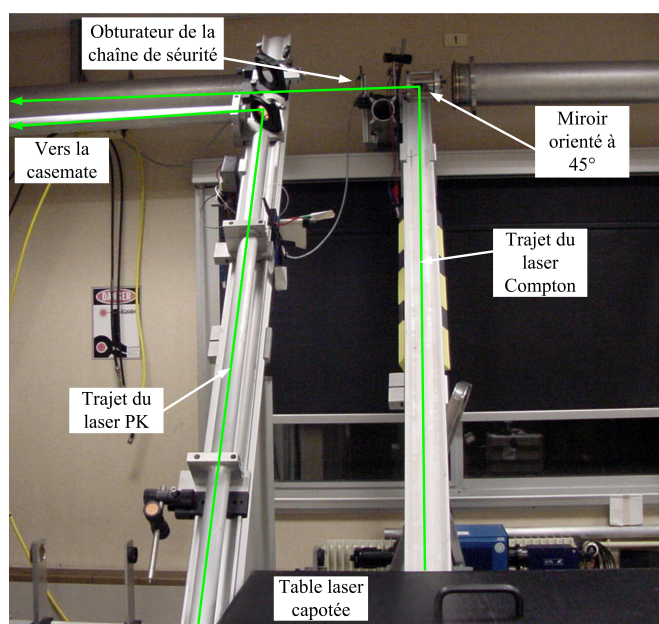


FIGURE 1.15 – Trajet du faisceau laser Compton et du faisceau laser allant à la photocatode dans la salle laser.

Avant d'arriver à la casemate, le faisceau laser traverse une pièce attenante à la salle laser. Les miroirs utilisés pour l'ancien LEL sont remplacés par des miroirs réfléchissant dans le vert.

En arrivant dans la casemate, le faisceau est approximativement à la moitié de son trajet, c'est à cet endroit que le triplet de lentilles, qui forme l'image intermédiaire du faisceau, est installé (Figure 1.16).

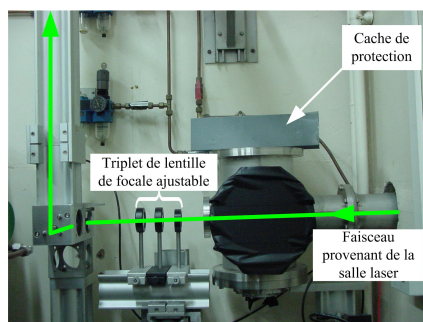


FIGURE 1.16 – Montage du triplet de lentilles pour la formation de l'image intermédiaire.

Pour assurer la stabilité du montage du tube laser à 3 m du sol, ce sont des tubes X95 de diamètre interne 80 mm qui sont utilisés. Ils sont connectés ensemble par des blocs cubiques conçus spécialement pour pouvoir y fixer un miroir de diamètre 2 pouces (~ 50 mm) réglable par trois vis. Pour le transport d'un faisceau sur de grandes longueurs, il est important de disposer d'un miroir de grand diamètre avec un support réglable en angle pour assurer un bon centrage du faisceau sur chaque miroir et sur chaque lentille et limiter les défauts angulaires. Le miroir de récupération du faisceau, en amont de la table

d'injection laser, est facilement réglable. Il permet de centrer correctement le faisceau laser sur le premier miroir de la table d'injection (Figure 1.17).

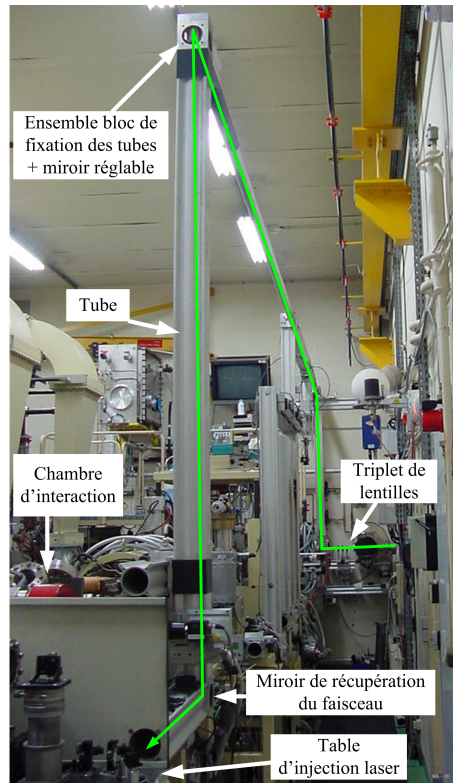


FIGURE 1.17 – Transport du faisceau laser dans la casemate, jusqu'à la table d'injection laser.

II.4.c Installation de la table d'injection laser dans la casemate

Après une si longue distance de transport, le faisceau est élargi pour être focalisé au point d'interaction. On utilise pour cela un système de lentille pour ajuster à la fois le diamètre et la focalisation du faisceau au point d'interaction. On choisit une lentille divergente de distance focale $F'_1 = -20$ mm et une lentille convergente de distance focale $F'_2 = 75$ mm (Figure 1.18). Le grandissement du faisceau est de 3,75.

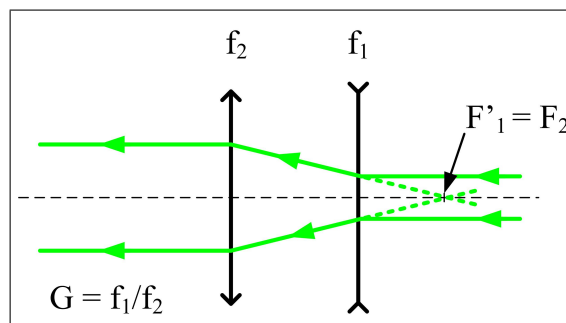


FIGURE 1.18 – Schéma du doublet de lentilles utilisé.

Sur la table d'injection laser sont par ailleurs installés trois miroirs traités anti-reflet à 532 nm pour diriger le faisceau vers le tube à vide (Figure 1.19). Le premier miroir a pour rôle de centrer le faisceau laser sur les lentilles, et le deuxième de réfléchir le faisceau à 90° vers le dernier miroir de réglage. Ce miroir étant le dernier avant le miroir sous vide, il permet de positionner le faisceau laser de manière à optimiser le recouvrement spatial des deux faisceaux. L'un des réglages agit sur le déplacement horizontal du faisceau, l'autre sur le déplacement vertical. Le faisceau laser traverse ensuite un hublot traité anti-reflet à 532 nm faisant la limite de vide. Le dernier miroir est sous vide, il a été fixé directement sur une des tapes de la croix en inox. Aucun réglage ne peut être fait sur ce miroir sans devoir casser le vide. Le faisceau est ensuite focalisé au point d'interaction situé à environ 0,6 m du miroir.

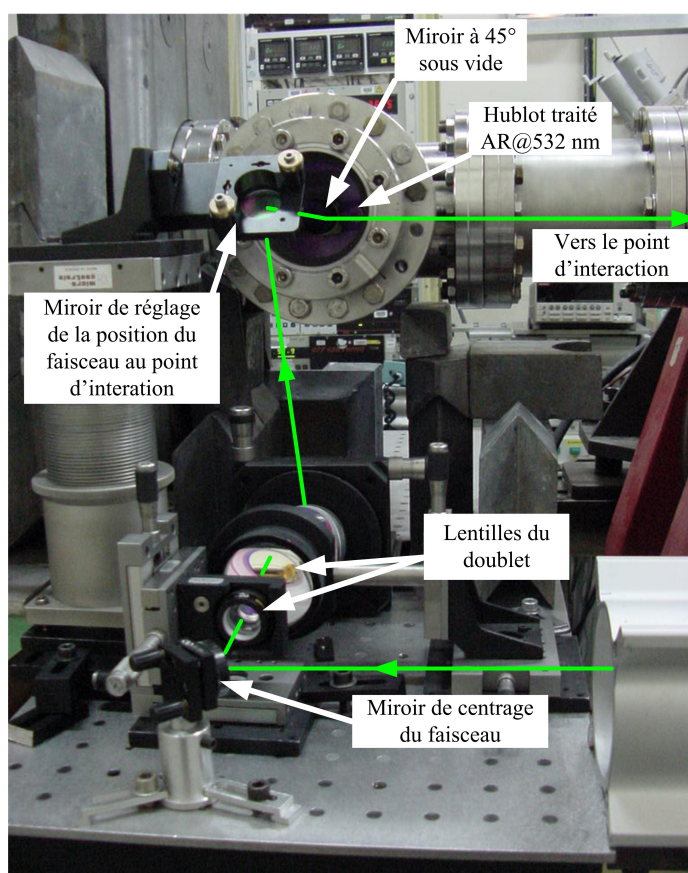


FIGURE 1.19 – Photographie de la table d'injection laser, avec le trajet du faisceau à travers les éléments d'optique.

Le réglage des optiques en vue de l'alignement du faisceau se fait avec un laser He-Ne à 543 nm placé sur la table d'injection laser dans la casemate, en sens inverse du trajet du faisceau Compton. La superposition des faisceaux en deux points garantit un bon réglage des optiques. Un réglage plus fin avec uniquement le laser Compton est effectué pour optimiser le flux laser sur chaque miroir.

III Méthode expérimentale

Les étapes expérimentales pour obtenir la meilleure interaction possible sont résumées dans le diagramme de la figure 1.20.

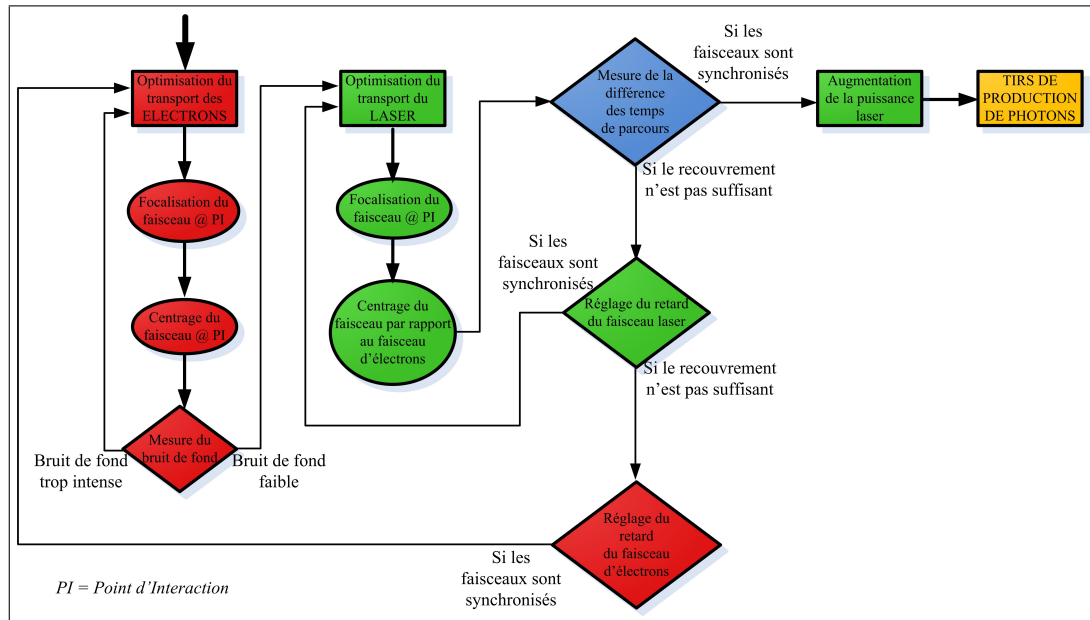


FIGURE 1.20 – Diagramme dynamique représentant les différentes étapes expérimentales et leur succession.

III.1 Transport des électrons jusqu'au point d'interaction

Les alimentations mises en marche, la photocathode positionnée, le laser synchronisé, le poste de contrôle-commande opérationnel, l'accélérateur prêt à fonctionner, les vannes de vide ouvertes et après autorisation de la chaîne de sécurité, l'obturateur de la ligne laser PK peut être ouvert pour laisser le laser illuminer la photocathode. Les éléments d'optiques ainsi que les cavités doivent alors avoir des paramètres de réglages optimaux pour transporter le faisceau d'électrons jusqu'au point d'interaction. Certains paramètres comme le courant dans les dipôles ou dans l'aimant déviateur, dépendent fortement de l'énergie du faisceau. Ces valeurs de courant sont répertoriées dans des abaques et peuvent être directement appliquées aux aimants. La première étape consiste à régler l'énergie et la phase des cavités.

III.1.a Réglages des cavités accélératrices

Pour régler l'énergie dans les cavités, on entre dans le logiciel de correction d'amplitude et de phase des cavités (AMPHI), la valeur d'amplitude du champ accélérateur permettant d'accélérer les électrons à l'énergie désirée. Cette valeur d'amplitude doit permettre à la cavité de rester stable. Cette stabilité correspond à la convergence de la fonction de transfert de la boucle de régulation de l'amplitude. Si la fonction de transfert de la boucle de régulation diverge, le champ ne peut s'établir correctement dans la cavité.

Une énergie de 17 MeV est obtenue pour des valeurs de tension de 2 MV pour la cavité 144 MHz et 15 MV pour les cavités 433 MHz. En mode "récurrent", la boucle de régulation assure une amplitude constante du champ accélérateur en comparant à chaque macro-impulsion le signal de consigne et le signal d'acquisition. De proche en proche, le signal de génération tend vers le signal de consigne.

Pour avoir une accélération optimale du faisceau d'électrons sans compression du faisceau dans le demi-tour, le faisceau d'électrons doit entrer dans les cavités lorsque l'amplitude du champ accélérateur est maximale. La micro-impulsion doit "voyager" sur la crête du signal sinusoïdal. On règle pour cela la phase des cavités par rapport à celle des électrons. Pour la cavité 144 MHz, ce réglage se fait en regardant l'évolution de la dispersion du faisceau en D1 en fonction de la phase de la cavité.

Pour la phase des cavités 433 MHz, on regarde la dispersion du faisceau en H2, au milieu du demi-tour (Figure 1.21). Dans le demi-tour, grâce à la dispersion créée par les dipôles, la précision du réglage est meilleure. À la suite de ce réglage la micro-impulsion d'électrons se trouve au maximum de la sinusoïde, on peut alors affiner la valeur de l'énergie.

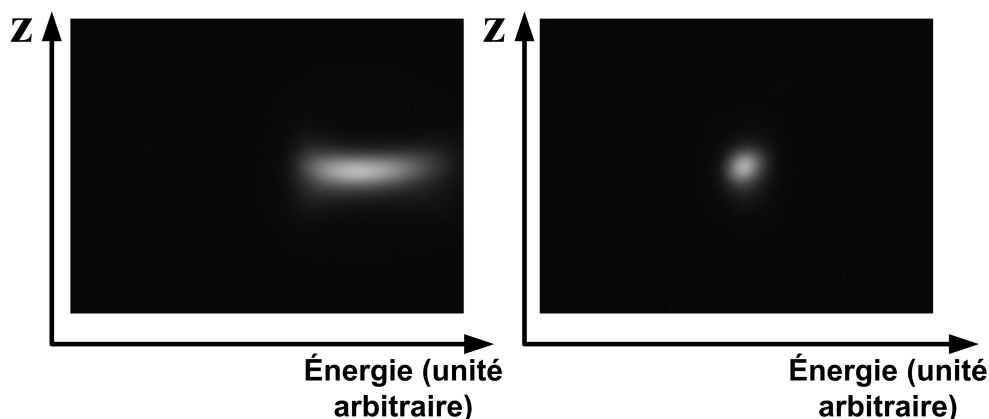


FIGURE 1.21 – Images du faisceau obtenues sur la caméra CCD par rayonnement de transition optique en H2 pour le réglage de la phase dans les cavités 433 MHz : dispersion du faisceau importante (à gauche), optimisation de la phase (à droite).

III.1.b Utilisation des diagnostics de faisceau pour le transport

La figure 1.22 est une copie d'écran du panneau de commande de la casemate d'ELSA. Pour chaque élément magnétique, on entre une valeur de consigne du courant en ampère. Pour les déviateurs et le correcteur, une valeur de courant pour les bobines horizontales et pour les bobines verticales est requise. Le courant à appliquer dans la bobine de focalisation dépend de la charge du faisceau. Une optimisation de ce courant permet de réduire l'émittance.

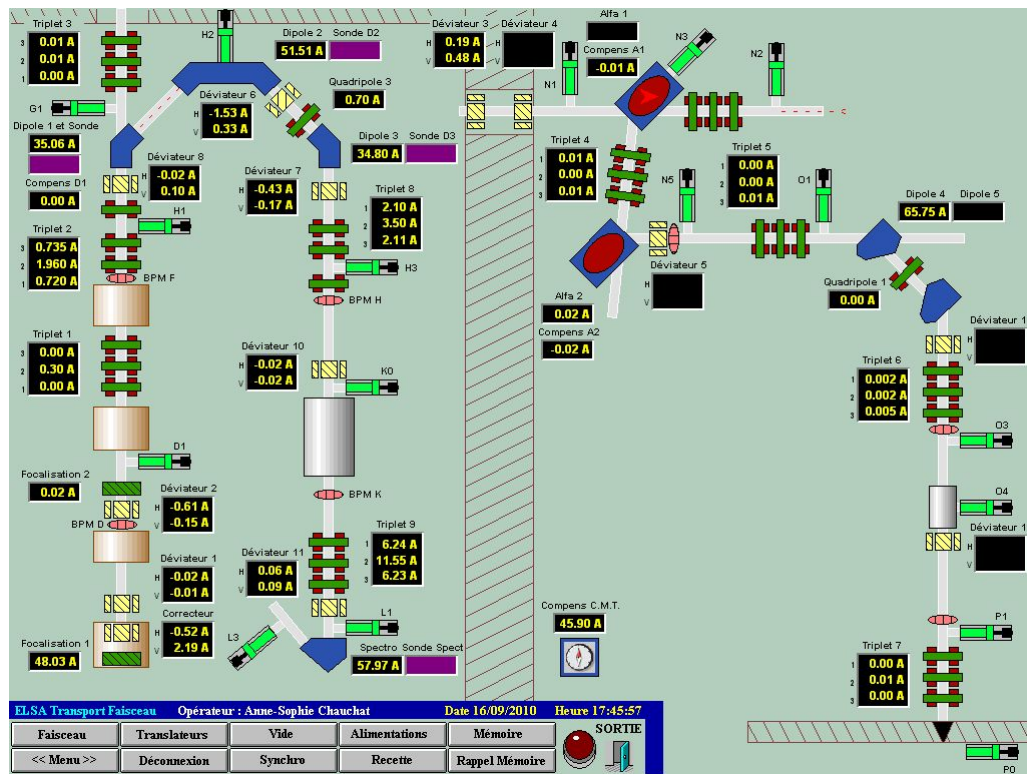


FIGURE 1.22 – Copie d’écran du panneau de commande de la casemate d’ELSA. Le réglage indiqué dans cette figure est un des réglages optimal pour la production de rayonnements X. Les éléments de l’extension ne sont pas activés.

Dans la ligne accélératrice, l’alignement du faisceau dans les cavités et les quadrupôles est contrôlée par les BPM en D et F et par la visualisation sur les écrans RTO en D1, H1. On joue alors sur les valeurs de courant des déviateurs 1 et 2. La figure 1.23 avec les images des faisceaux en D1 et H1 et l’écran de contrôle des BPM D et F (Figure 1.24) sont représentatives d’un bon transport dans la ligne accélératrice. Il est également important de regarder les valeurs des courants de faisceaux mesurées par les tores (tore H1, tore 2 et tore 3). Si le courant donné par les transformateurs d’impulsions diminue, cela veut dire que le faisceau a perdu de sa charge au cours du transport.

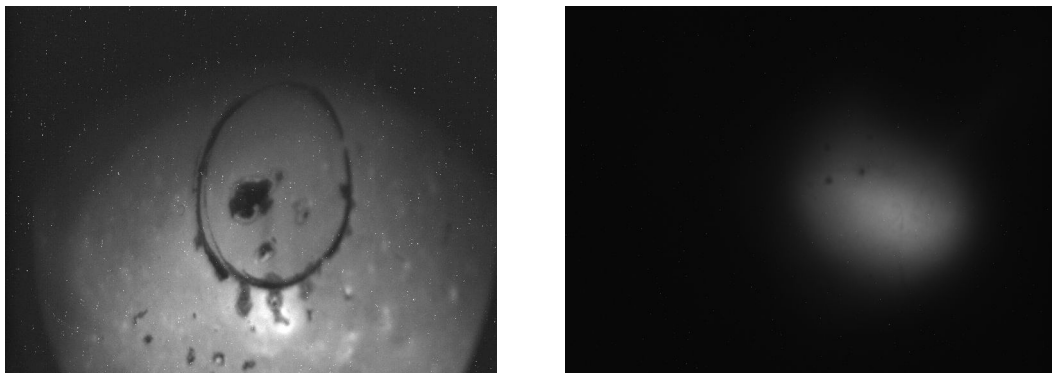


FIGURE 1.23 – Images du faisceau par le RTO en D1 (à gauche) et H1 (à droite).

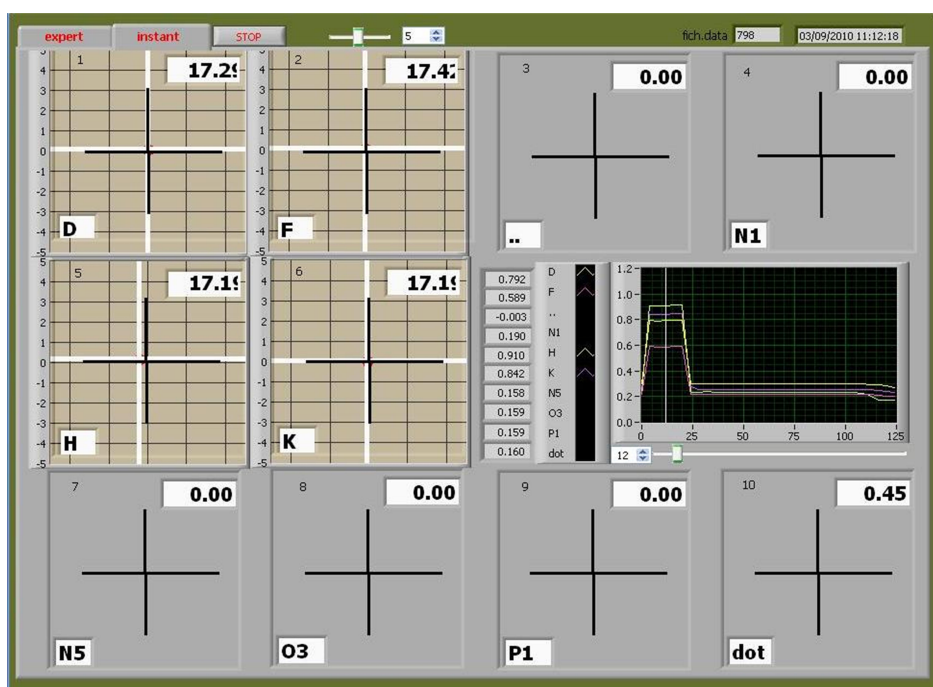


FIGURE 1.24 – Copie d'écran du logiciel d'exploitation des BPM avec la position du faisceau (en mm), représentée par les croix blanches, par rapport au centre du tube à vide dans la ligne accélératrice (D, F) dans la ligne Compton (H, K) ; le courant I est donné en mA ; à droite sont représentées les tensions brutes de chaque BPM moyennées sur les quatre antennes.

L'image du faisceau en H3 (Figure 1.25) et les BPM en H et K (Figure 1.24) nous indiquent si le faisceau a correctement passé le demi-tour. On peut optimiser la position du faisceau avec le déviateur 8 situé avant le demi-tour en vérifiant la position du faisceau au milieu du demi-tour (H2). Il est important ensuite de faire passer le faisceau au centre des quadropôles pour que des modifications du courant dans les bobines ne modifient pas l'axe du faisceau et aussi pour minimiser les aberrations géométriques. Le centrage se fait en regardant le faisceau au point d'interaction (en L1) tout en centrant le faisceau avec les BPM en H et K. On utilise pour cela le déviateur 6 pour un centrage sur l'écran RTO en H3 et sur le BPM en H et le déviateur 7 pour l'écran en K0 et le BPM en K.

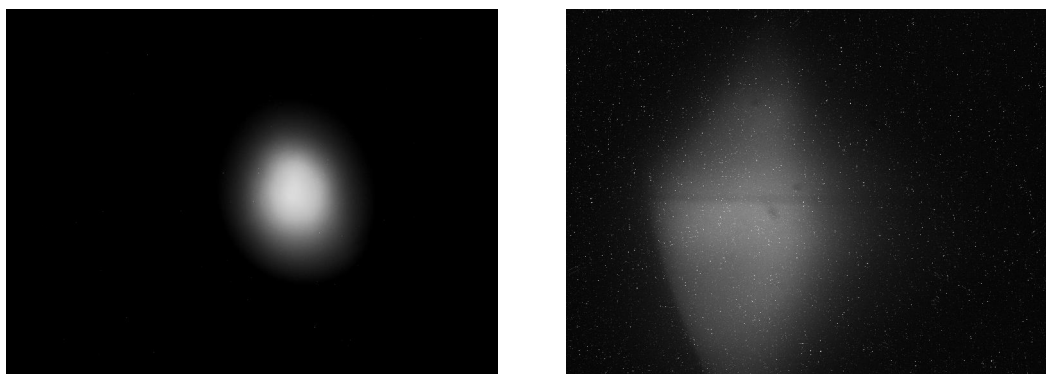


FIGURE 1.25 – Images du faisceau par le RTO en H3 (à gauche) et K0 (à droite).

La difficulté consiste alors à focaliser le faisceau au point d'interaction en L1 (Figure 1.26). Il est préférable de ne pas trop focaliser le faisceau avec le triplet 8 pour avoir un faisceau assez gros et garder une bonne émittance en entrée du triplet 9. En effet, plus le faisceau est gros en entrée d'un triplet plus il sera focalisé sur une petite tache en sortie. Cependant, un compromis doit être réalisé pour ne pas perdre des électrons dans le tube à vide.



FIGURE 1.26 – Image du faisceau par le RTO au point d'interaction (L1).

Lorsque la taille du faisceau semble minimale au point d'interaction, on peut alors faire varier légèrement le courant dans la bobine de focalisation pour optimiser l'émittance du faisceau. Cela devrait également diminuer la taille du faisceau au point d'interaction.

En dernier, le déviateur 11 situé en aval du triplet 9 permet de déplacer le faisceau en horizontal et en vertical sans risquer de modifier la focalisation.

La bonne reproductibilité de la machine permet de mémoriser les valeurs des courants des aimants pour une configuration donnée, on peut au cours de la journée se contenter de rappeler ces valeurs sans avoir à trop les modifier.

Un autre type de diagnostic s'est avéré très utile pour contrôler le transport du faisceau, ce sont les détecteurs de rayons X. On s'est aperçu que le bruit de fond variait lorsqu'on modifiait le transport du faisceau. Ce bruit de fond correspond au rayonnement de freinage des électrons frottant le tube à vide. Ainsi on a à disposition un diagnostic permettant de contrôler le bruit de fond gênant pour le signal mais aussi pour contrôler le transport du faisceau.

III.1.c Mesures expérimentales de la ligne électrons Compton

La première semaine d'expérimentation avec le faisceau d'électrons d'ELSA a permis d'explorer les paramètres de la machine permettant d'amener le faisceau au point d'interaction. Des mesures d'émittance, de taille de faisceau et de durée de micro-impulsions d'électrons ont été effectuées en différents points de la ligne. Les conditions expérimentales définies pour cette première phase d'expériences sont les conditions normales d'utilisation de l'accélérateur d'ELSA (Tableau 1.1).

Paramètres :	Valeur nominale	Variation
Energie [MeV]	1,5 + 15,5	
Charge [nC]	1	0,4 à 2
Durée [ps] (LTMH)	30	20 à 70

TABLEAU 1.1 – Tableau récapitulatif des paramètres du faisceau pour une micro-impulsion d'électrons.

On réalise tout d'abord des mesures avec un faisceau de 0,4 nC par micro-impulsion.

L'émittance dans la ligne accélératrice (mesurée en G1) est de **4 $\mu\text{m.rad}$** en X et en Y. On mesure une émittance de **5 $\mu\text{m.rad}$** en X et **6 $\mu\text{m.rad}$** en Y, après le demi-tour en K0 (Figure 1.27), ce qui est très satisfaisant. La taille rms du faisceau au minimum du quadscan, pour un courant de 2,9 A, est de **300 μm** en X et de **400 μm** en Y.

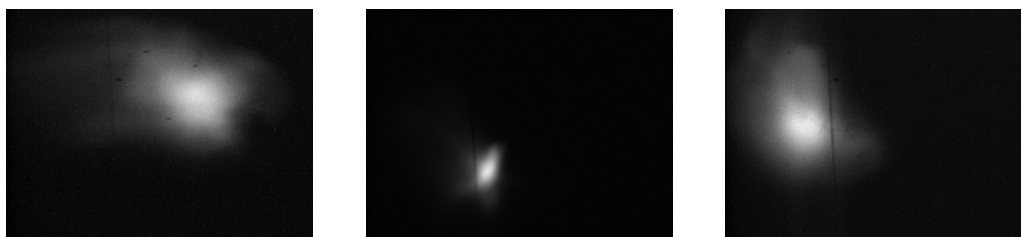


FIGURE 1.27 – Images du faisceau obtenues sur la caméra CCD par rayonnement de transition optique en K0 avec un courant dans le quadropôle Q83 de 0 A (gauche), 2,9 A (milieu), 6,0 A (droite).

La mesure de l'émittance au point d'interaction (L1) avec un écran RTO en Mylar donne également des résultats satisfaisants, le faisceau pour cette mesure est bien groupé (Figure 1.28), l'émittance mesurée est de **6 $\mu\text{m.rad}$** en X et de **4 $\mu\text{m.rad}$** en Y. La taille rms du faisceau au minimum du quadscan est de **200 μm** en X et de **190 μm** en Y. Ces bons résultats de mesure d'émittance s'expliquent par la longueur de la micro-impulsion, 70 ps mesurée en K0 par la caméra à balayage de fente, et donc la faible densité de charge associée.

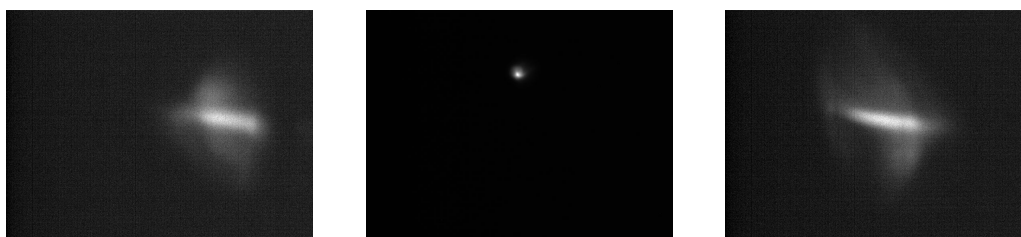


FIGURE 1.28 – Images du faisceau obtenues sur la caméra CCD par rayonnement de transition optique en L1 avec un courant dans le quadropôle Q93 de 2,0 A (gauche), 6,0 A (milieu), 10,0 A (droite).

Ensuite, plusieurs mesures d'émittance ont été réalisées au point d'interaction pour différents paramètres de faisceau. En réduisant la durée de la micro-impulsion (~ 25 ps) tout en gardant un faisceau de 0,4 nC l'émittance passe à **13 $\mu\text{m.rad}$** en X et **7 $\mu\text{m.rad}$** en Y.

Si on augmente la charge (1 nC), l'émittance augmente en X, **25 $\mu\text{m.rad}$** mais reste stable en Y, **5 $\mu\text{m.rad}$** .

En passant à 2 nC, l'augmentation se fait dans les deux dimensions, **48 $\mu\text{m.rad}$** en X et **7 $\mu\text{m.rad}$** en Y. On remarque ensuite que l'émittance du faisceau diminue en optimisant la phase des cavités accélératrices on a alors une émittance de **21 $\mu\text{m.rad}$** en X et **7 $\mu\text{m.rad}$** en Y pour un faisceau de 2 nC avec une durée de micro-impulsion de 40 ps, la taille rms du faisceau est alors de **370 μm** pour X et de **200 μm** pour Y.

Après avoir fait ces quelques mesures d'émittance en L1, on garde le faisceau à 2 nC avec une durée de micro-impulsion de 40 ps et on essaye de focaliser le faisceau au maximum. Si on met les courants des quadrupôles du triplet 8 à 0 A, les tailles rms du faisceau diminuent, **250 μm** pour X, **230 μm** pour Y. En ajustant la bobine de focalisation pour avoir un faisceau plus petit, on obtient : **230 μm** pour X, **200 μm** pour Y (Figure 1.29).



FIGURE 1.29 – Meilleure image du faisceau obtenue sur la caméra CCD par rayonnement de transition optique en L1.

Cette première phase d'expérience a permis de se familiariser avec le transport de faisceau dans le demi-tour et l'ancienne ligne LEL (appelée maintenant "ligne Compton").

Les résultats obtenus sont très satisfaisants. L'émittance reste raisonnable à faible charge même avec la dégradation du faisceau en horizontal due au demi-tour. Une meilleure focalisation du faisceau est cependant nécessaire pour atteindre les 100 μm rms mais cet objectif semble tout à fait envisageable pour la suite des expériences.

Par la suite, à chaque début d'expérimentation, un travail important est nécessaire pour optimiser le transport du faisceau en fonction de la photocathode mise en place et de la charge des micro-impulsions. La mesure de l'émittance se fait alors en K0 et non plus en L1.

III.2 Configuration du laser Compton

III.2.a Mise en fonctionnement "Compton"

Pour se mettre en configuration laser Compton, il est nécessaire d'adapter la polarisation du faisceau en amont du cube séparateur de faisceaux à l'aide d'une lame demi-onde (Figure 1.30). La polarisation est réglée de telle sorte à avoir beaucoup d'énergie sur le

bras Compton tout en gardant une charge de faisceau correcte. Le rendement de conversion est ensuite optimisé sur le bras Compton en réglant l'orientation du cristal de KTP.

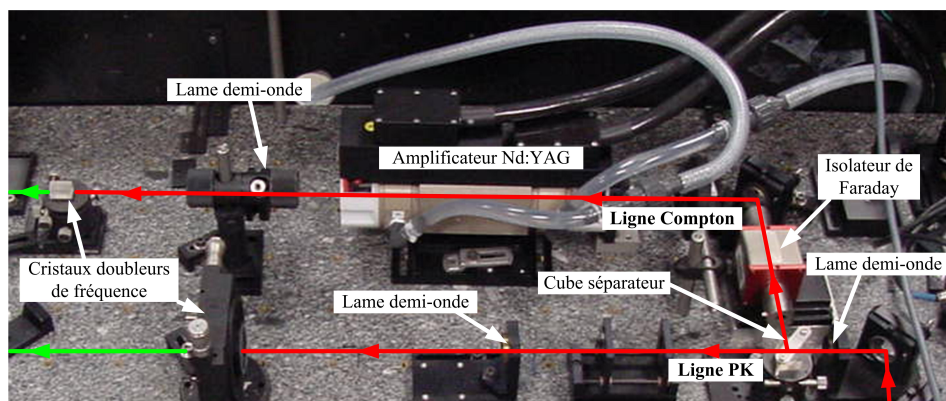


FIGURE 1.30 – Photographie de la ligne laser au niveau du cube séparateur.

III.2.b Réglages de la focalisation et de la position du laser

Un premier contrôle de la position du laser se fait en sortie de la table laser et un autre au niveau du plan image intermédiaire. Le faisceau doit alors être gaussien sur le premier miroir, en entrée de la table d'injection laser dans la casemate. On règle ensuite la focalisation du faisceau au point d'interaction en faisant varier la distance entre les deux lentilles du système afocal.

La position du faisceau au point d'interaction se règle par le dernier miroir, en amont du hublot limite de vide. Avant de mettre en marche l'accélérateur et de visualiser la position du faisceau d'électrons sur les diagnostics, on utilise un laser He-Ne rouge installé dans l'axe du faisceau d'électrons (Figure 1.31). Le faisceau laser rouge entre dans le tube à vide par un hublot placé au niveau de K0. Il est réfléchi par l'écran RTO en K0 vers le point d'interaction. Ce faisceau laser qui emprunte le trajet du faisceau d'électrons permet de vérifier les systèmes optiques des diagnostics et d'avoir une idée de la position du faisceau sur les caméras avant de mettre en marche l'accélérateur.

III.2.c Gestion de la puissance laser

Pour des raisons de sécurité, les premiers réglages du laser se font à faible puissance, il est nécessaire ensuite de mettre en marche les amplificateurs pour vérifier la qualité du faisceau à forte puissance au point d'interaction. Dans les conditions optimales de transport, la transmission de la ligne laser, de la salle laser à la casemate, est de 73 % pour une énergie de 250 mJ par micro-impulsion de 20 μ s sur la table laser. Ce pourcentage correspond au rapport de l'énergie en sortie de la table laser sur l'énergie en entrée de la table d'injection. Il est important de mesurer l'énergie laser en aval d'un miroir réfléchissant à 532 nm car en sortie du cristal doubleur de fréquence une partie du flux est dans l'infrarouge. Après le miroir, la partie infrarouge du faisceau n'est pas réfléchi, l'énergie mesurée correspond à l'énergie dans le vert. Grâce à l'amplificateur Nd :YAG situé sur le bras Compton, l'énergie du faisceau est augmentée d'environ un facteur 13 par rapport à l'énergie sans amplification.

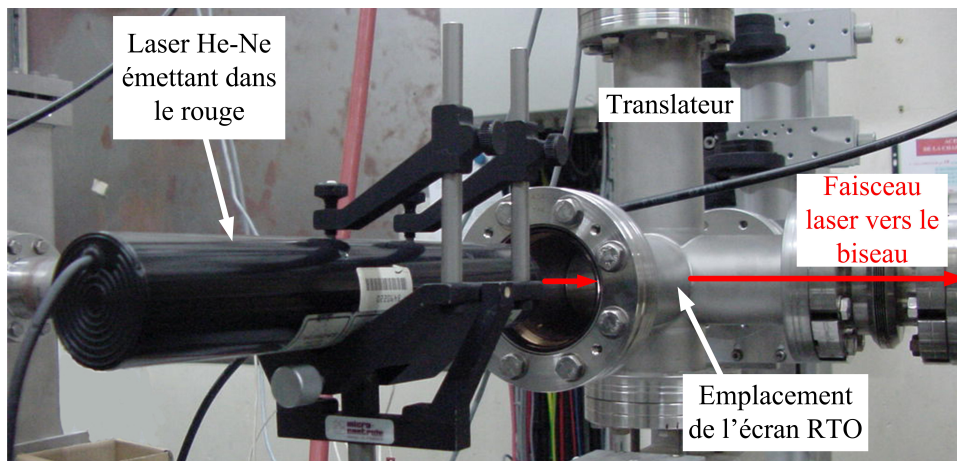


FIGURE 1.31 – Photographie du système d'alignement du faisceau laser Compton avec un laser He-Ne rouge.

III.3 Métrologie de l'interaction électrons-photons

Avant de détailler ce paragraphe, le schéma explicatif de la figure 1.32 permet de visualiser la zone d'interaction avec les éléments ajoutés à la ligne Compton, les trajets des faisceaux, et les diagnostics.

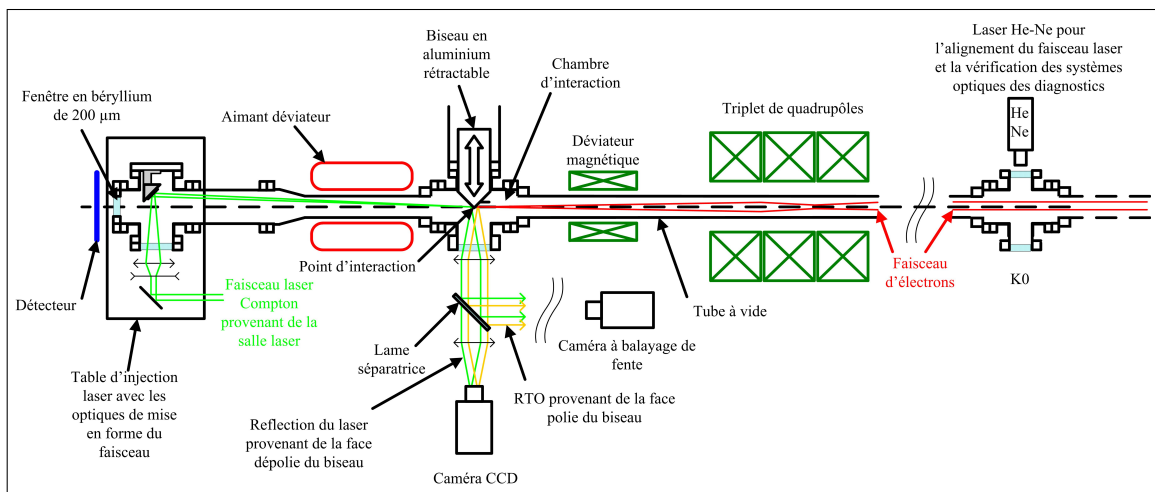


FIGURE 1.32 – Schéma récapitulatif de la zone d'interaction, avec les trajets des faisceaux laser et électrons et les éléments de diagnostics au niveau du point d'interaction.

La pression dans la zone d'interaction est d'environ 10^{-6} mbar.

III.3.a Le biseau en aluminium

Pour assurer le recouvrement spatial et temporel des faisceaux, deux diagnostics sont mis en place au point d'interaction. Un diagnostic utilisant une caméra CCD pour le recouvrement spatial et un diagnostic utilisant la caméra à balayage de fente pour la synchronisation de l'arrivée des impulsions.

Pour avoir simultanément les images des faisceaux d'électrons et laser sur les caméras, un biseau d'angle 90° en aluminium est monté sur un translateur au point d'interaction (Figure 1.33). Ce biseau est poli sur une face pour jouer le rôle d'écran RTO pour le faisceau d'électrons et dépoli sur l'autre face pour diffuser le faisceau laser. Le rayonnement visible récupéré, provenant des deux faisceaux, est transmis à travers un hublot limite de vide puis est transmis ou réfléchi par une lame séparatrice. Le faisceau réfléchi est dirigé vers la caméra CCD, le faisceau transmis, vers la caméra à balayage de fente.

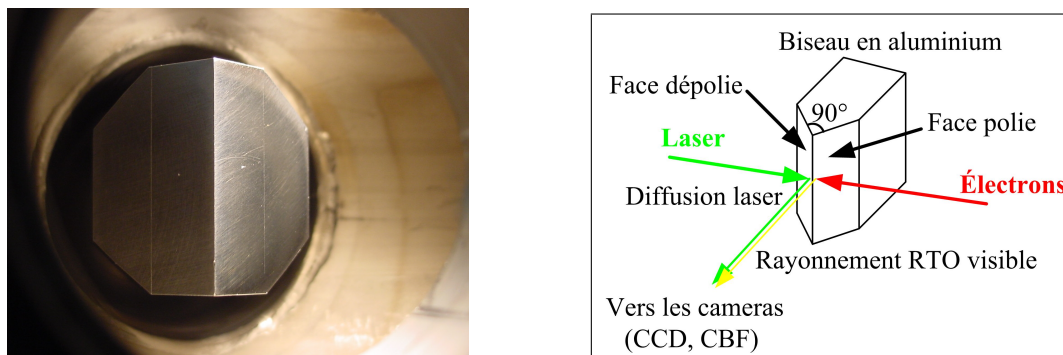


FIGURE 1.33 – Photographie du biseau en aluminium dans le tube à vide (à gauche) et schéma de principe du rôle du biseau (à droite).

III.3.b Visualisation des faisceaux à la caméra CCD

Pour collecter un maximum de lumière, un système optique permet de focaliser le rayonnement sur la caméra CCD (Figure 1.34). Ce système est constitué d'une première lentille convergente de focale 120 mm placée juste derrière le hublot à environ 120 mm de l'impact des faisceaux sur le biseau. Cette lentille qui envoie l'image des faisceaux à l'infini permet de récupérer le maximum de lumière du rayonnement de transition optique. Le faisceau est ensuite réfléchi par la lame séparatrice vers un triplet de trois lentilles pour converger vers la caméra CCD. Plusieurs configurations de lentilles sont possibles afin de zoomer plus ou moins sur la zone d'impact des faisceaux. En mode réglage du faisceau d'électrons, il est plus facile de localiser le faisceau sur l'écran en utilisant un grandissement faible (Figure 1.35). Ensuite pour affiner le recouvrement des faisceaux, on utilise un grandissement plus important.

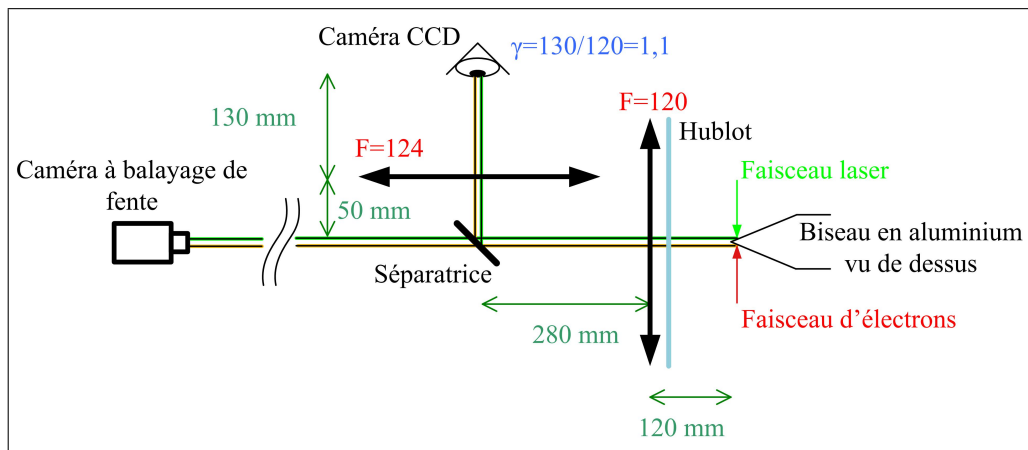


FIGURE 1.34 – Schéma de principe du système optique de la caméra CCD pour une configuration de lentille avec un grandissement γ de 1.

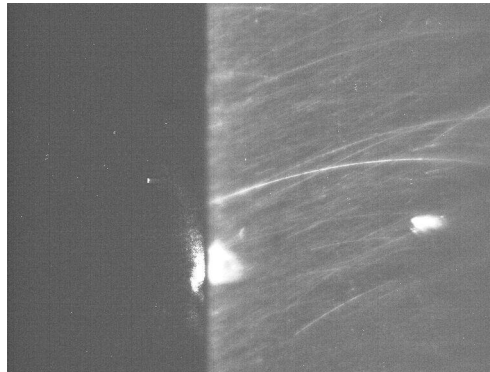


FIGURE 1.35 – Image des faisceaux sur le biseau, vue par la caméra CCD, avec un faible grandissement. Les faisceaux sont sur l'arête du biseau, le faisceau d'électrons à droite, le faisceau laser à gauche. À l'extrême droite de l'image, la tache blanche est un éclaircissement d'un défaut sur le biseau.

III.3.c Synchronisation des faisceaux avec la caméra à balayage de fente

Le choix d'utiliser le même oscillateur laser pour le faisceau laser PK et le faisceau laser Compton permet d'avoir des faisceaux en phase. Cependant, ces faisceaux, du cube séparateur au point d'interaction, n'ont pas le même trajet et en conséquence ne parcourent pas la même distance. L'un peut donc arriver plus tôt que l'autre au point d'interaction. Puisqu'il n'est pas possible de régler la phase de l'un par rapport à l'autre au niveau laser, on ne peut alors qu'allonger le trajet du faisceau qui est en avance. Pour cela, il faut savoir quel faisceau est en avance par rapport à l'autre et éventuellement de combien.

Avant de pouvoir utiliser la caméra à balayage de fente pour cette mesure, différents détecteurs (photo-détecteur, photo-tube et photo-diode) ont été testés reliés à un oscilloscope à échantillonnage rapide (Figure 1.36). On regardait alors le décalage en temps entre les impulsions laser et le signal de référence à 72,22 MHz et les impulsions d'électrons et ce même signal de référence (Figure 1.37). Si le faisceau laser Compton est en avance par rapport au faisceau d'électrons, cela veut dire qu'il faut raccourcir le trajet du

faisceau laser Compton. Sur l'exemple de la figure 1.37, le décalage est de 120 ps ce qui correspond à une distance de 3,6 cm. Il faut donc raccourcir le faisceau laser Compton de 3,6 cm.

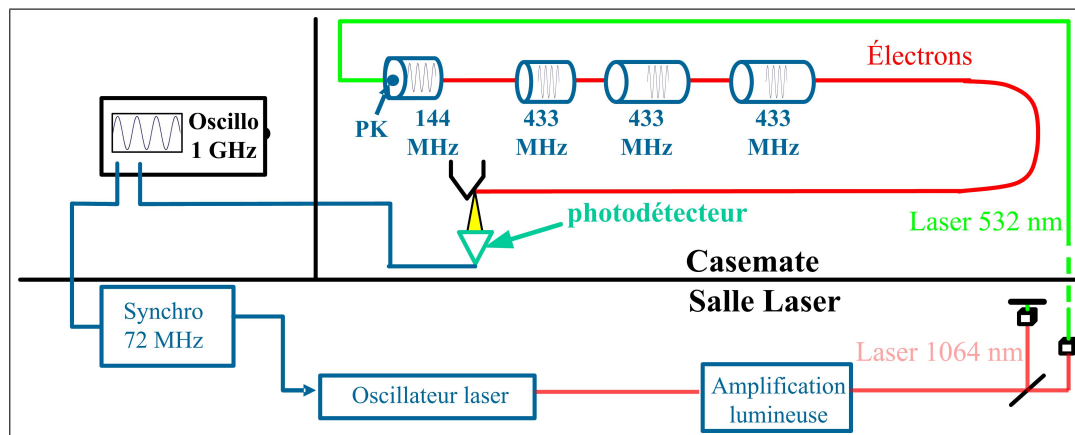


FIGURE 1.36 – Schéma de principe de la mesure du décalage temporel entre les impulsions au point d'interaction, configuration pour la mesure du décalage temporel des électrons par rapport au signal de référence avec un simple oscilloscope (précision de mesure : 5 ps).

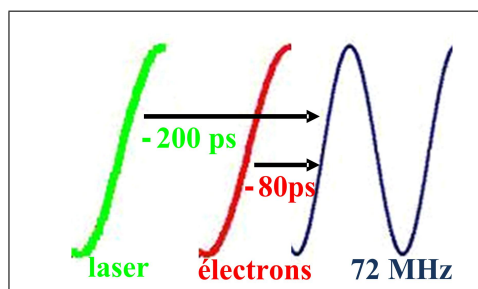


FIGURE 1.37 – Schéma de principe de la mesure des signaux de décalage temporel des deux faisceaux par rapport à la fréquence de référence. Sur ce schéma qui n'est pas à l'échelle, sont superposés le signal provenant du faisceau d'électrons, le signal provenant du laser et le signal de référence. Le signal laser est en avance de 120 ps par rapport au signal des électrons.

La mesure du décalage temporel des faisceaux par cette méthode n'était pas suffisamment précise pour pouvoir synchroniser les faisceaux au point d'interaction. En effet, le rapport signal sur bruit était trop faible par manque de signal, surtout au niveau du rayonnement RTO des électrons et les photo-détecteurs pas assez sensibles.

La caméra à balayage de fente étant située dans la salle laser, il est nécessaire de conduire le flux de lumière visible jusqu'à la caméra. Une ligne optique est donc installée partant de la lame séparatrice du système optique de la CCD jusqu'à la ligne optique de la caméra à balayage de fente déjà installée pour K0 (Figure 1.38). Cette ligne est constituée de lentilles de focale longue et de miroirs orientés à 45° pour diriger le faisceau.

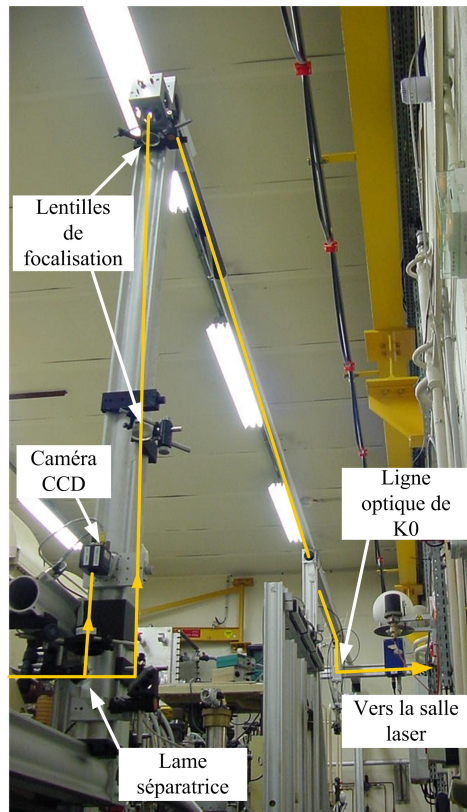


FIGURE 1.38 – Photographie des lignes de transport du faisceau visible destinée à la caméra CCD et à la caméra à balayage de fente.

Dans la salle laser, un système optique permet de focaliser le rayonnement visible sur la fente de la caméra à balayage de fente à double balayage (Figure 1.39).

Une caméra à double balayage permet d'avoir une lecture sur deux axes, un axe rapide (l'axe vertical sur l'image), correspondant à la micro-impulsion, de précision de l'ordre de la picoseconde et un axe lent (l'axe horizontal sur l'image) correspondant à la macro-impulsion. Pour visualiser le rayonnement sur l'écran il faut mettre en phase la caméra avec le signal de référence à 72,22 MHz. Après un réglage optique soigné, deux taches apparaissent alors, l'une correspondant à l'impulsion laser, l'autre à l'impulsion d'électrons. Si les deux impulsions sont au même niveau en vertical, les deux faisceaux sont synchronisés (Figure 1.40).

Si les faisceaux sont décalés sur l'axe vertical, il faut allonger ou raccourcir le chemin de l'une des lignes laser (PK ou Compton). On choisit d'installer une ligne à retard optique sur le bras laser Compton car cela affecte peu le transport du faisceau laser. Au contraire, avancer ou retarder le faisceau laser PK pendant le fonctionnement de l'accélérateur crée un déphasage du faisceau d'électrons par rapport à la phase du champ accélérateur. Ce

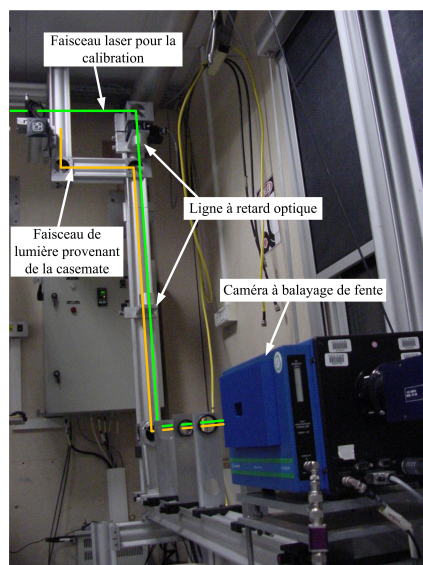


FIGURE 1.39 – Photographie de la ligne optique pour la caméra à balayage de fente.

qui a pour effet de modifier totalement le transport du faisceau d'électrons. On choisit donc d'installer sur le bras PK un réglage grossier de la synchronisation à n'utiliser qu'en phase de réglage et sur la ligne Compton un réglage plus fin.

Contrairement à la méthode précédente utilisant un photodétecteur, il est possible sur une caméra à balayage de fente de visualiser les deux faisceaux en même temps (Figure 1.40), il n'est donc plus utile de mesurer le décalage temporel entre les impulsions. L'ajustement de la longueur du trajet se fait directement en regardant l'écran de visualisation. Le prisme installé sur un support à vis micrométrique permet une grande précision dans la synchronisation (Figure 1.41), mais sa course est faible.

Pour réaliser une mesure de la durée de la micro-impulsion, il est nécessaire de calibrer l'axe vertical de l'image. Cela se fait avec le faisceau laser de la salle laser que l'on fait passer dans la ligne à retard. En allongeant la distance de parcours du faisceau d'une certaine valeur avec la ligne à retard, l'image sur l'écran se déplace verticalement. Le nombre de pixels du déplacement vertical sur l'écran correspond au temps du parcours du faisceau par la ligne à retard sachant que le faisceau se déplace à la vitesse de la lumière.

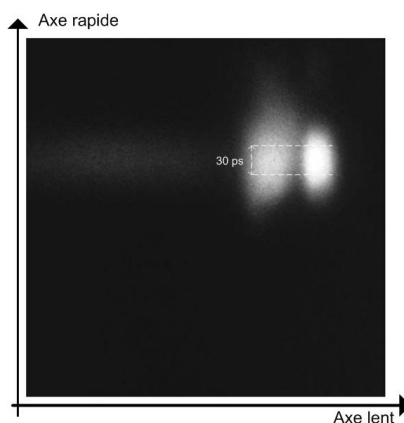


FIGURE 1.40 – Image des faisceaux synchronisés, vue par la caméra à balayage de fente. Le faisceau d'électrons à gauche, le faisceau laser à droite. L'axe rapide correspond à la mesure de la durée de la micro-impulsion, l'axe lent correspond à celle de la macro-impulsion. La durée de la micro-impulsion est donnée par la longueur totale à mi-hauteur du profil gaussien ajustée à la micro-impulsion.

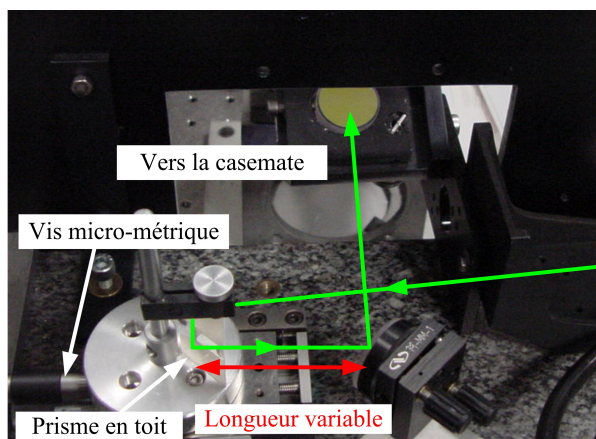


FIGURE 1.41 – Ligne à retard optique sur le bras laser Compton.

Conclusion

Le suivi méticuleux des différentes étapes expérimentales ainsi que de bonnes conditions de faisceaux sont nécessaires à la production de photons X Compton mais encore faut-il pouvoir les détecter. Le deuxième chapitre de cette partie décrit les détecteurs utilisés, la raison du choix d'un type de détecteurs par rapport aux autres et la calibration de ce détecteur.

Chapitre 2

La détection des photons X

La détection des photons produits est la partie la plus importante de mon travail de thèse. En effet, c'est le seul moyen de savoir s'il y a bien eu interaction entre les deux faisceaux. Pendant les premières semaines d'expérience, nous ne disposions pas de fenêtre de limite de vide transparente aux rayons X de basse énergie, nous avons donc utilisé des détecteurs à semi-conducteurs placés sous vide. Ensuite grâce à l'ajout d'une fenêtre de béryllium de $200\text{ }\mu\text{m}$ dans l'axe du faisceau de photons X, j'ai pu tester, avec les ingénieurs, différents détecteurs disponibles sur l'installation sans casser le vide. Le choix d'un détecteur adéquat (Écran Radio-Luminescents à Mémoire-ERLM) a permis de mettre en évidence les photons X produits, d'en évaluer le nombre, d'avoir un profil spatial du faisceau et de pouvoir contrôler efficacement l'interaction.

I Les détecteurs à semi-conducteurs placés sous vide

Ces détecteurs sont placés sous vide, directement dans le faisceau de photons X.

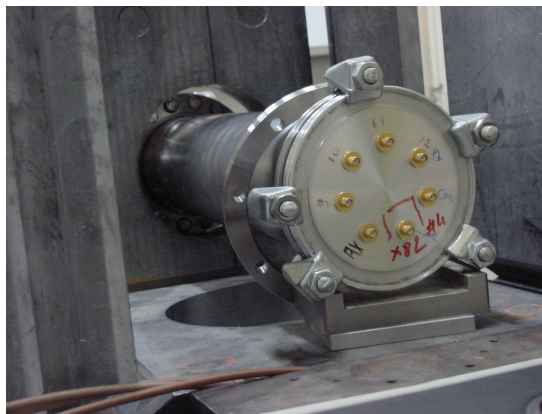


FIGURE 2.1 – Photographie du tube à vide du côté de la bride avec vue des connexions aux détecteurs.

Le fonctionnement des détecteurs à semi-conducteur repose sur la création de paires électrons-trous induits dans le cristal sous rayonnement ionisant. Sous l'action d'un champ électrique, ils se séparent et sont drainés vers l'anode ou vers la cathode, ce qui crée un courant électrique. Ce courant électrique est ensuite converti en tension. Le nombre

total de paires électrons-trous générées est proportionnel à l'énergie déposée dans le détecteur, (celle-ci doit être toutefois supérieure à l'énergie de la bande interdite qui est de l'ordre de 2 eV).

Le montage des détecteurs sur une bride est présenté sur la photographie de la figure 2.2. L'un des détecteurs au silicium est recouvert d'une feuille de plomb de 3 mm pour détecter uniquement le bruit de fond. Ce bruit a une énergie supérieure au MeV. D'après les calculs de transmission de photons dans la matière, en prenant en compte le coefficient d'atténuation total, pour une feuille de plomb de 3 mm, seuls les photons d'énergie supérieure à 350 keV environ sont transmis [123]. Le deuxième détecteur au silicium est recouvert d'une feuille d'aluminium de 9 μm dans le but de protéger la cellule active de la lumière. Cette feuille absorbe tous les photons dont l'énergie est inférieure à 3,5 keV, mais seulement 6% des photons à 10 keV [123]. Le troisième détecteur placé au centre de la bride est un détecteur au germanium, moins sensible. Il est destiné à la détection des flux de photons plus importants.



FIGURE 2.2 – Montage des diodes à semi-conducteur sur une bride, en haut, le détecteur au silicium recouvert d'une feuille de plomb de 3 mm pour mesurer le bruit de fond, au milieu, le détecteur au germanium, en bas, le détecteur au silicium recouvert d'une feuille d'aluminium de 9 μm pour mesurer le signal.

Ces détecteurs n'ont pas permis de détecter de photons X Compton. En effet, leur sensibilité s'est révélée insuffisante vis à vis du faible niveau de rayons X de 10 keV produit avec l'accélérateur en mode pulsé. De plus, au moment de ces expériences, nous ne disposions pas encore de la caméra à balayage de fente ce qui ne nous garantissait pas une synchronisation parfaite des faisceaux et donc la production de photons X.

Pour pouvoir utiliser des détecteurs dans l'air, il a fallu monter sur le tube à vide une bride avec une fenêtre de béryllium de 200 μm . La section suivante a pour but de calculer la transmission des photons X à travers la fenêtre de béryllium et une certaine épaisseur d'air jusqu'au détecteur.

II La transmission des photons X depuis le point d'interaction jusqu'aux détecteurs placés dans l'air

II.1 Interaction des photons avec la matière

II.1.a Définitions

Lorsqu'un faisceau de rayons X pénètre dans un milieu matériel (air, béryllium, etc ...), on constate une disparition progressive d'une partie des photons X. Cette atténuation du faisceau est due à l'interaction (absorption ou diffusion) des photons avec les électrons ou le champ des noyaux du milieu pénétré. Un photon est soit diffusé par :

- Effet Compton
- Effet Rayleigh

soit absorbé par :

- Effet photoélectrique

Pour évaluer l'atténuation des photons on calcule la probabilité qu'a un photon de réagir selon chaque phénomène en traversant une épaisseur de matière (Figure 2.3).

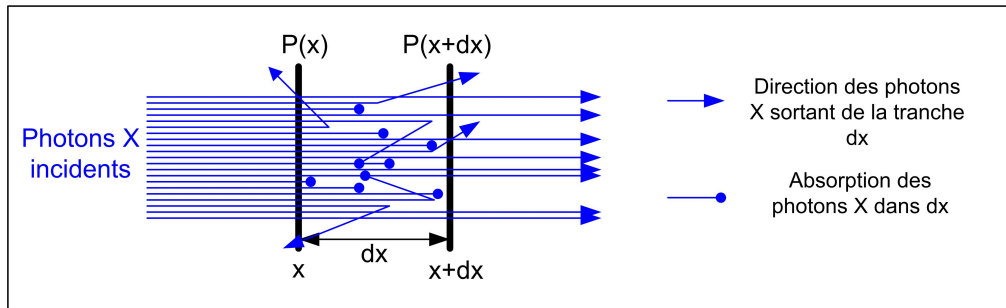


FIGURE 2.3 – Illustration du calcul du coefficient d'atténuation.

On peut définir ici le libre parcours moyen λ d'une particule. C'est l'épaisseur λ de matière pour laquelle le nombre de photons est divisé par e^1 . Ainsi, le nombre d'interaction moyen dans l'épaisseur dx est donné par la fraction $\frac{dx}{\lambda}$ et en conséquence, le nombre de "non-interaction" est donné par : $1 - \frac{dx}{\lambda}$. Si on note $P(x)$ la probabilité qu'a un photon d'arriver en x , $P(x+dx)$ est la probabilité qu'a un photon d'arriver en $x+dx$:

$$P(x+dx) \simeq P(x)\left(1 - \frac{dx}{\lambda}\right) \quad (2.1)$$

$$P(x) + \frac{dP}{dx}dx \simeq P(x) - P(x)\frac{dx}{\lambda} \quad (2.2)$$

$$\frac{dP(x)}{P(x)} \simeq -\frac{dx}{\lambda} \quad (2.3)$$

Puis en intégrant Equ. 2.3 de 0 à x ($P(0) = 1$), on obtient $P(x) = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)$.

La probabilité de survie d'une particule après la traversée d'une épaisseur de matière dx est donné par : $P(x) = \exp(-\mu x)$, avec $\mu = \frac{1}{\lambda}$, le coefficient d'atténuation linéique en cm^{-1} . Ce coefficient d'atténuation dépend du milieu traversé (numéro atomique, état) et de l'énergie des photons incidents. On trouve ces coefficients dans des bases de données [124] sous la forme de coefficient massique d'atténuation. Le coefficient massique d'atténuation $\frac{\mu}{\rho}$ est calculé en prenant en compte la masse volumique du matériau ρ , il s'exprime en cm^2/g .

On peut définir également une couche de demi-atténuation (CDA) qui est l'épaisseur de matière traversée qui réduit de moitié le nombre de photons : $\text{CDA} = \frac{\ln 2}{\mu}$.

À une énergie donnée, la probabilité totale de survie d'un photon lors de la traversée d'une épaisseur de matière est le produit des probabilités de chaque phénomène d'interaction photons-électrons à cette même énergie. On a donc $\mu = \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Rayleigh}} + \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Paire}}$.

En plus des facteurs d'atténuation dus aux effets physiques des photons sur la matière, il faut ajouter un autre facteur d'atténuation qui concerne le flux surfacique de photons. En considérant une source ponctuelle, le flux de photons diminue avec le carré de la distance à la source.

Regardons maintenant comment se comportent les coefficients d'atténuation dans le béryllium et l'air.

II.1.b Interaction avec le béryllium

Pour le béryllium, dans la gamme d'énergie 1-12 keV, c'est l'effet photoélectrique qui prédomine (Figure 2.4). En effet, pour des faibles énergies de photons incidents l'effet photoélectrique est plus important que les autres phénomènes. À partir de 5-6 keV, des effets de diffusion (Compton et Rayleigh) augmentent la probabilité d'interaction des photons dans le béryllium.

II.1.c Interaction avec l'air

Dans l'air, l'effet photoélectrique domine dans tout le domaine d'énergie 1-12 keV. À 3,2 keV, l'argon contenu en faible quantité dans l'air (1,3%) voit son coefficient d'atténuation augmenter brusquement dû à la transition d'énergie de la couche K qui se situe à cette énergie (Figure 2.5).

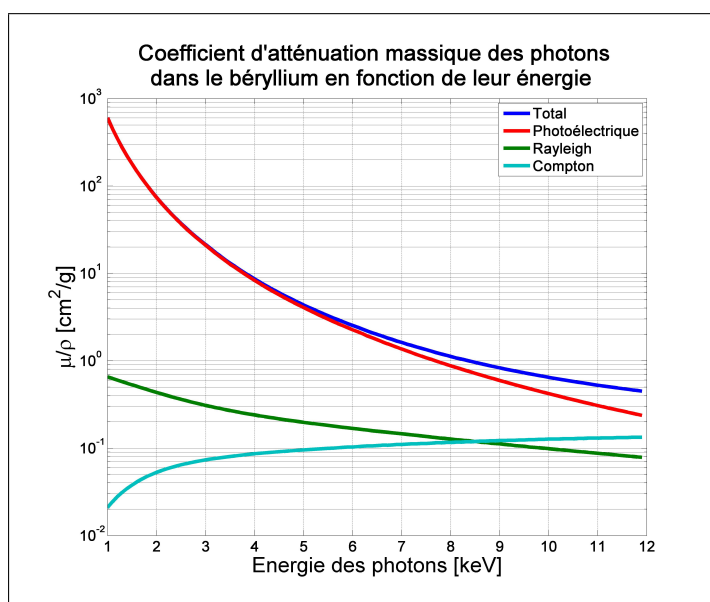


FIGURE 2.4 – Coefficient d'atténuation massique des photons dans le béryllium en fonction de leur énergie [123].

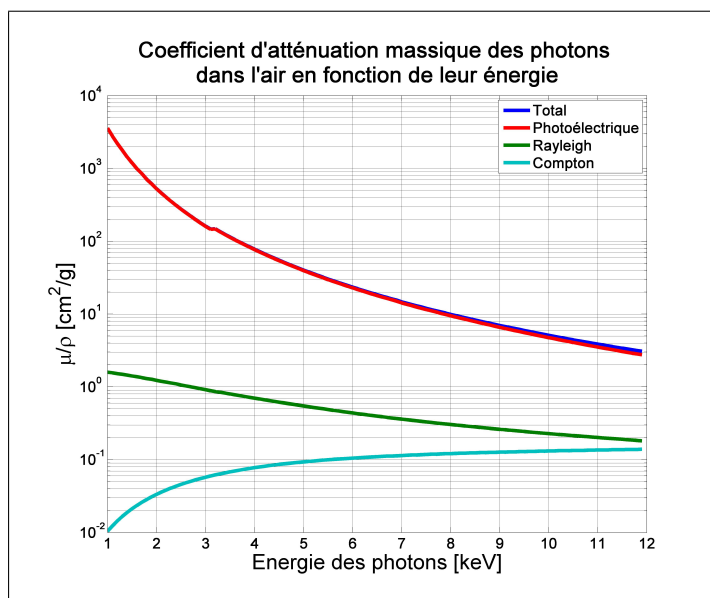


FIGURE 2.5 – Coefficient d'atténuation massique des photons dans l'air, en fonction de leur énergie [123].

Que ce soit pour le béryllium ou l'air, des effets de création de paires trous-électrons n'ont lieu que pour des photons incidents d'énergie supérieure à 1,022 MeV. Le coefficient d'atténuation μ_{Paire} n'est donc pas présenté sur ces figures.

II.2 Évaluations théoriques de la transmission des photons X depuis le point source jusqu'au détecteur

Avant d'interagir avec le détecteur, les photons X parcourent une certaine distance depuis le point source. Ils parcourent tout d'abord une distance de 830 mm environ dans le tube à vide, puis traversent la fenêtre de béryllium de 200 μm séparant le vide de l'air et enfin dans le cas où le détecteur est plaqué contre la bride supportant la fenêtre de béryllium, une distance de 30 mm dans l'air (Fig.2.6).

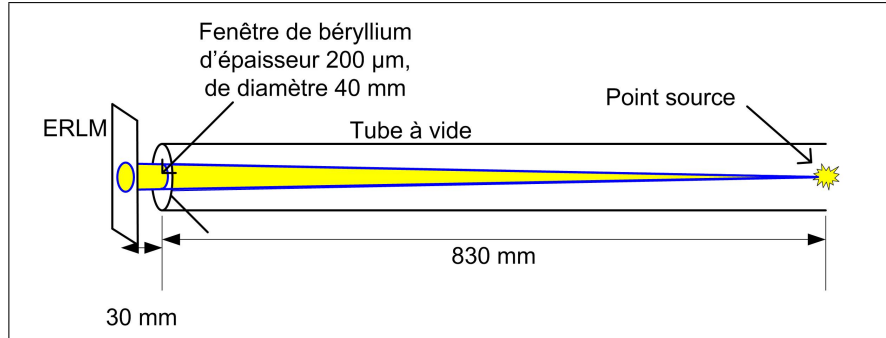


FIGURE 2.6 – Parcours des photons X émis par le point source jusqu'au détecteur.

Dans la gamme d'énergie 1-12 keV, un nombre important de photons interagit avec le milieu, surtout par effet photoélectrique et effet Compton : ce sont autant de photons qui ne seront pas détectés. Ainsi, pour pouvoir remonter du nombre de photons détectés au nombre de photons X émis, il faut prendre en compte l'atténuation des photons sur ce parcours. Les photons X n'interagissant pas avec le vide, il suffit de calculer l'atténuation du nombre de photons X à travers la fenêtre de béryllium de 200 μm et l'épaisseur d'air séparant la fenêtre du détecteur.

Le nombre de photons X arrivant sur le détecteur $N_X^{(2)}$ en fonction du nombre de photons X émis $N_X^{(1)}$ est donné par :

$$N_X^{(2)} = N_X^{(1)} \exp(-\mu_{Be} l_{Be}) \exp(-\mu_{air} l_{air}) \quad (2.4)$$

avec :

μ_{Be} : Coefficient d'atténuation linéique dans le béryllium à une énergie donnée [cm^{-1}]

l_{Be} : Longueur de parcours dans le béryllium [cm], soit 0,02 cm

μ_{air} : Coefficient d'atténuation linéique dans l'air à une énergie donnée [cm^{-1}]

l_{air} : Longueur de parcours dans l'air [cm]

La figure 2.7 nous donne la courbe de transmission totale à travers la fenêtre de béryllium et les 30 mm d'air (épaisseur d'air minimale) en fonction de l'énergie des photons incidents.

Cette courbe nous montre qu'il y a 13% de perte à 6,5 keV et seulement 3% de perte à l'énergie maximale étudiée. On s'attend donc à une atténuation significative du signal en bordure de la fenêtre de béryllium.

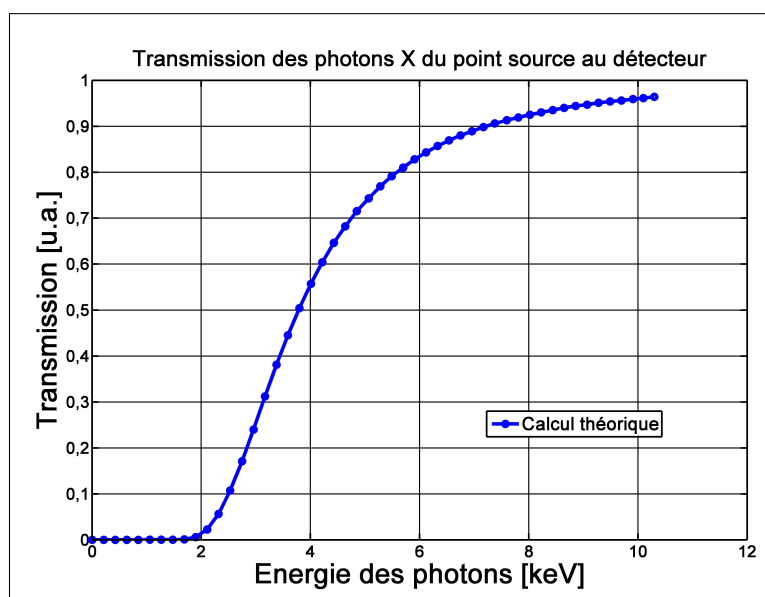


FIGURE 2.7 – Proportion de photons transmis de la source au détecteur en fonction de l'énergie des photons incidents.

Ces calculs montrent que la transmission du signal à travers la fenêtre de béryllium et à travers l'épaisseur de 30 mm d'air est relativement bonne pour les énergies supérieures à 8 keV. Pour une épaisseur d'air supérieure à 30 mm, un facteur d'atténuation correspondant à ce supplément de longueur doit être ajouté à l'atténuation totale. La transmission des photons s'en trouve alors diminuée (Figure 2.8).

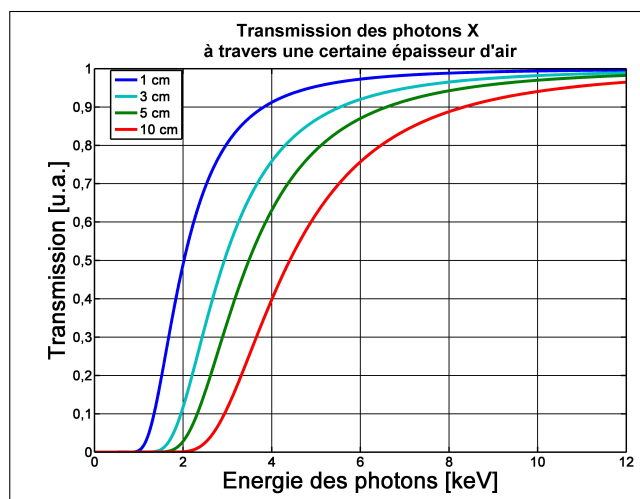


FIGURE 2.8 – Proportion de photons transmis par différentes épaisseurs d'air en fonction de l'énergie des photons incidents, calcul théorique.

Dans tous les cas, il est nécessaire d'avoir un détecteur très sensible pour détecter le signal et surtout limiter les couches de matière entre la source et la surface sensible du détecteur. Dans la suite du chapitre, sont détaillés les détecteurs utilisés dans l'air pendant l'expérience et notamment les Écrans Radio-Luminescents à Mémoire (ERLM).

III Les détecteurs scintillants

III.1 Utilisation d'un PhotoMultiplicateur

On peut classer les détecteurs de rayons X selon leur mécanisme de conversion des photons X en signal, on fait apparaître plusieurs catégories [125] :

- Les détecteurs convertissant directement les photons X en signal électrique (diodes à semi-conducteurs).
- Les détecteurs convertissant les photons X en photons d'énergie plus faible, ou en lumière visible (comme les ERLM, les détecteurs Cerenkov, les scintillateurs).
- les détecteurs utilisant des procédés physico-chimiques comme les films argentiques.

On couple généralement les convertisseurs de photons X en photons de plus basse énergie avec un PhotoMultiplicateur (PM) ou une photodiode pour transformer l'émission lumineuse caractéristique de la détection de photons en signal électrique exploitable par des systèmes électroniques classiques (oscilloscopes). Un PM à dynodes est constitué d'une photocathode, d'un étage amplificateur d'électrons et d'une anode collectrice (Figure 2.9). Par effet photoélectrique, les électrons sont arrachés de la photocathode et impactent la première dynode. Un électron provoque sur cette électrode un mécanisme d'émission secondaire d'un certain nombre d'électrons de plus faible énergie que l'électron incident. Ces électrons sont ensuite accélérés jusqu'à la prochaine dynode par une différence de potentiel entre les deux électrodes. Ce mécanisme se répète à chaque étage du PM jusqu'à l'anode qui collecte les électrons produits.

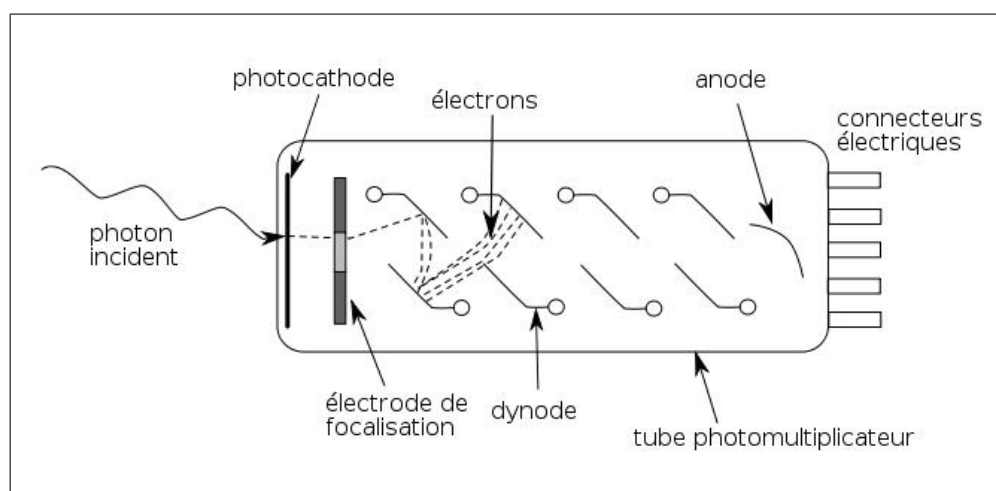


FIGURE 2.9 – Schéma de fonctionnement d'un PhotoMultiplicateur à dynodes.

Les PM à dynodes que nous avons utilisés sont des R2490 de la société HAMAMATSU [Annexe n°II]. La photocathode est constituée de matériaux bi-alcalins dont la réponse spectrale s'étend de 300 à 650 nm. L'efficacité quantique à 390 nm est de 20%. Il y a 16 étages amplificateurs composés de dynodes dont la surface d'émission est également constituée de bi-alcalins. Le temps de montée de l'anode est de 2,1 ns.

Ces PM étaient à l'origine couplés à un bloc de Pilot 425 qui est un émetteur Cerenkov (Figure 2.10). L'effet Cerenkov est l'émission de photons dans un milieu dans lequel, la

vitesse de la particule chargée est supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. C'est un effet à seuil en énergie, c'est-à-dire que pour émettre des photons Cerenkov, les électrons secondaires (produits dans le milieu par effet Compton) doivent avoir une énergie supérieure à :

$$E_{Seuil} = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - 1 \right) \quad (2.5)$$

avec $m_e c^2$ l'énergie d'un électron au repos, et n l'indice de réfraction du milieu. En dessous de cette énergie, il ne sont plus ultra-relativistes dans le milieu et ne créent pas d'onde cohérente à l'origine des photons lumineux. Pour le bloc Pilot 425, $E_{Seuil} = 200$ keV, ce qui ne convient pas pour des photons X de l'ordre de la dizaine de keV. On a donc remplacé ce bloc par un scintillateur plastique organique, le NE 102.

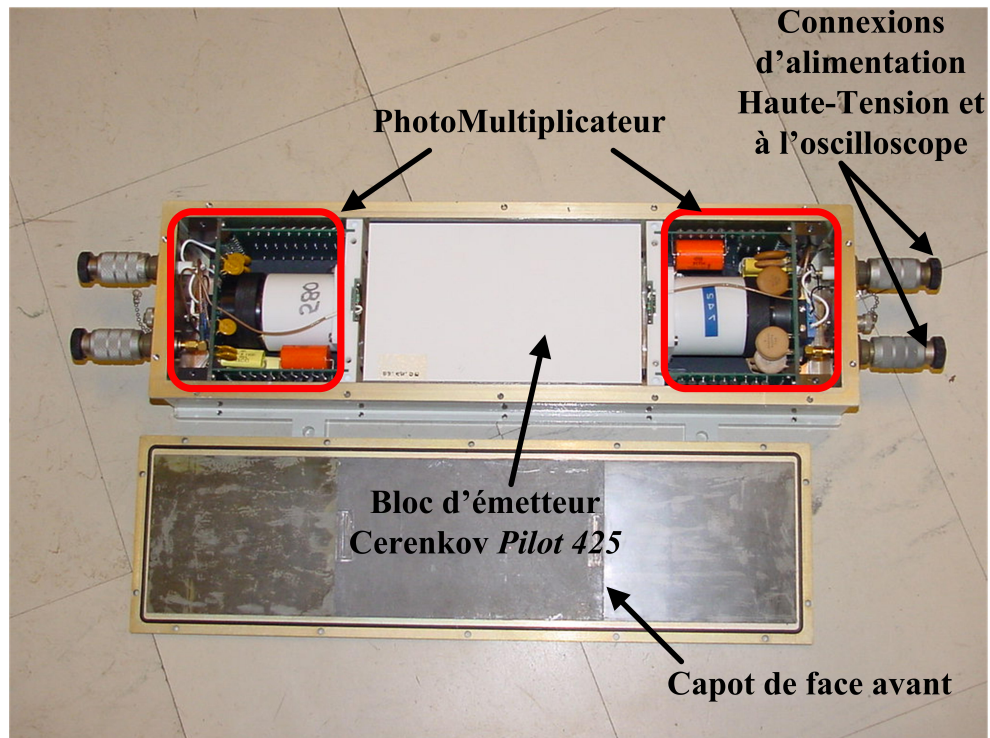


FIGURE 2.10 – Bloc d'émetteur Cerenkov encadré par deux modules PhotoMultiplicateur HAMAMATSU R2490-05.

III.2 Le scintillateur plastique organique

Les scintillateurs plastiques organiques font partie des "émetteurs de photons", ils sont constitués :

- d'un solvant : dans le cas du NE 102 (Nuclear Entreprise), c'est le PVT (PolyVinylToluène) qui est un polymère benzénique,

- et de 1 ou 2 solutés luminophores : dans le cas du NE 102, il y a le p-T (para-Terphényl) et le POPOP (para-Phénylénébis-(5-phényloxazolyl)).

Les chaînes benzéniques du solvant sont reliées entre elles par des liaisons Π . Le photon incident fait vibrer les liaisons Π . Ces vibrations se propagent jusqu'aux solutés luminophores. Le soluté primaire, ici le p-T, émet de la lumière de longueur d'onde de 340 nm, la transfère ensuite au soluté secondaire qui l'absorbe et réémet de la lumière de longueur d'onde 423 nm vers la photocathode du PM.

Nous avons couplé une feuille de 1 mm d'épaisseur de NE102 (ou BC 400 chez Saint-Gobain) au PM R2490. Ce choix de 1 mm d'épaisseur a été fait pour que les photons d'énergie supérieure à 10 keV traversent la couche en déposant un minimum d'énergie. Nous avons également remplacé l'épais capot de protection du détecteur (Figure 2.10) par un capot en carton avec une fenêtre circulaire en aluminium de la taille de la fenêtre de béryllium (40 mm), (Figure 2.26). La faible épaisseur de la fenêtre en aluminium (9 μm) permet de protéger le dispositif de la lumière et en même temps de transmettre une grande fraction des rayons X de basse énergie.

Le signal observé est très bruité. Ce bruit semble provenir de l'accélérateur. Ce détecteur répond donc trop efficacement au bruit à haute énergie. Pour pouvoir discriminer convenablement les photons X de faible énergie du bruit à haute énergie il faut diminuer l'épaisseur du détecteur pour que celui-ci devienne transparent aux rayonnements de plus forte énergie.

Nous disposons d'un autre type de détecteur sur l'installation : les Écrans Radio-Luminescents à Mémoire (ERLM) dont la couche active aux rayonnements a une épaisseur de l'ordre de 100 μm . Ces écrans font parti des détecteurs "émetteur de photons". Ils ont la possibilité d'intégrer le signal et de le révéler postérieurement à une irradiation. L'originalité de notre expérience réside dans l'idée de les utiliser également pour de la détection en temps réel.

IV Les Écrans Radio-Luminescents à Mémoire (ERLM)

IV.1 Description d'un ERLM

Les Écrans Radio-Luminescents à Mémoire qu'on appelle aussi écran photostimulable ou Imaging Plate (IP) en anglais sont des écrans souples constitués d'une couche active qui stocke l'énergie transmise par des rayons ionisants, tels que les rayons X, pour ensuite la restituer par photostimulation laser. Ces écrans ont maintenant remplacé les films photographiques argentiques dans le domaine de la radiographie. Les ERLM utilisés dans le cadre de cette étude sont fabriqués par Fujifilm sous la référence BAS-MS 2040. Ils sont constitués d'un support plastique flexible revêtu d'une fine couche ($\sim 115 \mu\text{m}$) de cristaux radiosensibles de fluoro-halogénure de baryum dopé avec une très faible concentration d'ions europium bivalents $\text{BaF}(\text{Br},\text{I}):\text{Eu}^{2+}$. Ces cristaux sont combinés avec un liant organique. Cette couche active, que l'on appelle communément la couche phosphore par analogie avec la terminologie anglo-saxonne, est protégée par un film plastique transparent d'environ 10 μm d'épaisseur. Le dos du support des écrans Fujifilm est chargé en ferrite (Tableau 2.1) pour adhérer à la courroie magnétique du lecteur. Le principe qui

régit le stockage et la restitution de l'énergie dans un ERLM est la radio-luminescence stimulée.

Couche	Composition [%]	Épaisseur [μm]	Masse volumique [g/cm^3]
Revêtement protecteur	PET : H 4,2 O 33,3 - C 62,5	9	1,38
Couche radiosensible	H 0,32 - C 3,01 N 1,35 - O 6,42 F 7,14 - Br 25,54 I 4,51 - Ba 51,66 - Eu 0,05	115	3,4
Support plastique	PET	202	1,38
Couche d'époxy	H 2,7 - C 16,4 O 4,4 - Fe 76,5	160	3,01

TABLEAU 2.1 – Composition d'un ERLM de la face avant à la face arrière, [25], [126], [127], [128], [129].

IV.2 Principe physique

L'ERLM fait partie de la catégorie des imageurs luminescents. La couche phosphore qui absorbe l'énergie excitatrice restitue cette énergie sous forme de lumière visible. La luminescence est définie comme étant la désexcitation (le passage d'un état excité à l'état fondamental) d'une petite quantité d'atomes, de molécules, ou d'ions.

IV.2.a Les différents processus de luminescence

La luminescence qui cesse juste après l'excitation est appelée fluorescence. Celle qui persiste après qu'ait cessé l'excitation est la phosphorescence. Il existe plusieurs processus de luminescence, classés selon l'excitateur et/ou le desexcitateur (relaxateur) :

- Photoluminescence, sous l'effet de la lumière
- Luminescence cathodique, sous l'effet d'un bombardement d'électrons
- Électroluminescence sous l'action du champ électrique
- Chimiluminescence sous l'action de transformations chimiques
- Thermoluminescence, sous l'effet de la chaleur
- Radioluminescence sous l'effet de rayonnement ou de particules de forte énergie
- Triboluminescence sous l'effet d'un frottement.

La luminescence peut se produire sous différents processus :

- La luminescence spontanée se produit quasi en même temps que l'excitation. Les atomes, molécules, ou ions constituant le milieu luminescent sont excités passant à des niveaux énergétiques intermédiaires. Ensuite, par désexcitation à partir de ces niveaux, des transitions non radiatives ont lieu jusqu'à des niveaux où la luminescence se produit.

- Si des transitions se produisent jusqu'à un niveau métastable, on parle de luminescence métastable ou forcée. Ces niveaux doivent être ensuite stimulés (généralement par de la lumière ou de la chaleur) pour expulser les électrons piégés. On parle alors de luminescence stimulée. Les électrons se dés excitent en passant par une transition radiative.
- Lors de la luminescence de recombinaison, les atomes, molécules, ou ions ont été excités jusqu'à un niveau métastable. Mais contrairement au mécanisme forcé, les recombinaisons se font naturellement, par excitation thermique.

IV.2.b Les mécanismes de luminescence dans la couche de BaFBr :Eu²⁺

Les mécanismes de luminescence photostimulée dans la couche de BaFBr :Eu²⁺ (quasiment identique à ceux de la couche de BaF(Br,I) :Eu²⁺) de l'ERLM ont été proposés la première fois par Takahashi *et al.* en 1984 [130]. Depuis cette première proposition, différents chercheurs ont soit réfuté certains modèles [131, 132], soit les ont confirmés [133, 134]. Après quelques années de progrès, Takahashi a pu apporter des éléments nouveaux confirmant sa première proposition de modèle [135].

On retrouve dans le fonctionnement d'un ERLM les trois processus de luminescence (spontanée, forcée et de recombinaison). Le diagramme des niveaux d'énergie dans la couche phosphore présentée figure 2.11, permet d'expliquer en quelques lignes les processus de luminescence se déroulant dans la couche de BaFBr :Eu²⁺.

L'exposition à un rayonnement d'énergie supérieure à 8,2 eV crée dans la couche phosphore de l'ERLM des paires électrons-trous. Le nombre total de paires générées est en moyenne proportionnel à l'énergie déposée par le rayonnement incident. Un électron passe donc de la bande de valence à la bande de conduction laissant derrière lui un trou. L'électron peut soit se recombiner immédiatement avec un trou et créer de la luminescence spontanée correspondant à l'énergie de gap 3,2 eV (390 nm) soit se faire piéger par les lacunes de bromure ou de fluor et créer un centre coloré (centre F(Br⁻) ou F(F⁻), F pour Farbe en allemand). Il est admis que ce sont les électrons piégés par les centres F qui stockent l'énergie du rayonnement absorbé. La densité locale des centres F, proportionnelle au flux de rayonnement incident, constitue l'image latente.

Sous l'action d'un laser émettant dans le rouge (type He-Ne), les électrons sont excités jusqu'à un niveau d'énergie proche du niveau d'énergie de la bande de conduction qu'ils atteignent ensuite par excitation thermique. La recombinaison des électrons avec les trous piégés par les ions Eu²⁺ crée de la luminescence forcée dans le bleu pourpre correspondant aux transitions 5d-4f.

Après photostimulation, une certaine quantité d'électrons résiduels restent piégés par les centres F. Au cours du temps, des recombinaisons spontanées ont lieu entre des électrons piégés et des trous, c'est ce qu'on appelle la luminescence de recombinaison. Une partie des électrons excités thermiquement, se retrouvent dans la bande de conduction et se recombinent ensuite. Elle est à l'origine de la diminution de la luminescence photostimulée et donc du "fading" de l'image. Ce problème de fading se pose surtout pour de très longues périodes écoulées entre le début de l'exposition et la lecture. La diminution de la luminescence photostimulée dépend de la température de stockage. Au bout d'un mois, les pertes à une température ambiante de 20°C sont de 40% pour un écran BAS-MS [25]. Nous nous sommes efforcés dans cette étude à lire l'ERLM immédiatement après l'exposition (dans un délai de 15 min) pour négliger complètement l'effet de fading.

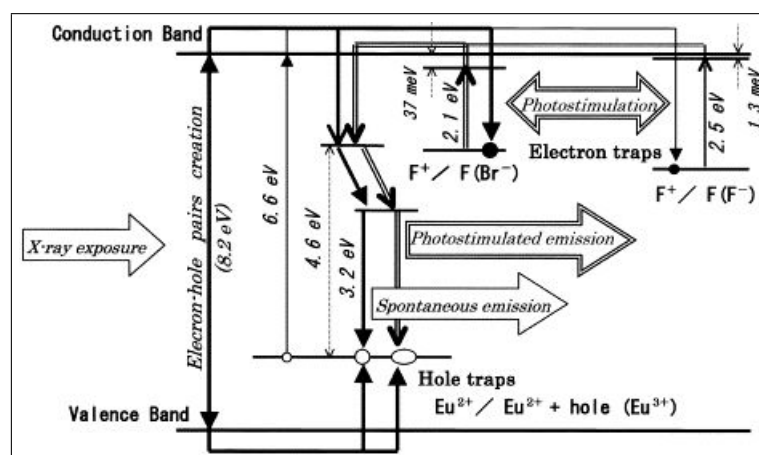


FIGURE 2.11 – Diagramme des niveaux d'énergie expliquant le mécanisme de luminescence dans le BaFBr:Eu²⁺ [135].

IV.3 Révélation de l'image latente

Après exposition aux rayonnements, l'image est révélée par photostimulation laser au moyen d'un lecteur contenant un laser He-Ne ou une diode laser (Figure 2.13). Nous avons utilisé le scanner Fuji BAS2500. L'écran exposé est placé sur une courroie magnétisée qui l'entraîne sous un faisceau laser de longueur d'onde de l'ordre de 650 nm défléchi périodiquement dans la direction orthogonale au déplacement de l'écran par un miroir polygonal tournant.

À la fin du cycle, toute la surface de l'écran a ainsi été éclairée par le faisceau laser. La plupart des électrons photostimulés ont été éjectés de leurs pièges et se recombinent. Une portion de l'énergie libérée est émise sous forme radiative (émission PSL : Photo Stimulated Luminescence) de longueur d'onde centrée vers 390 nm (Figure 2.12). L'intensité de l'émission PSL est proportionnelle à la dose déposée dans la couche phosphorescente. Un guide de lumière assure la collecte et la transmission d'une partie des photons de luminescence vers la photocathode d'un photomultiplicateur. Un convertisseur analogique / numérique et un logiciel d'acquisition et de traitement des données permettent de visualiser l'image numérique. L'intensité du signal dans chaque pixel de la matrice d'image est exprimée en PSL/pixel ou en PSL/mm².

Après lecture, l'énergie résiduelle contenue dans les centres F qui n'ont pas été relaxés par le laser (soit environ 50% des centres F) est totalement libérée par photostimulation en exposant l'écran à une lumière blanche intense (typiquement une rangée de tubes néons ou une lampe flash). L'ERLM ainsi réinitialisé peut être réutilisé des milliers de fois.

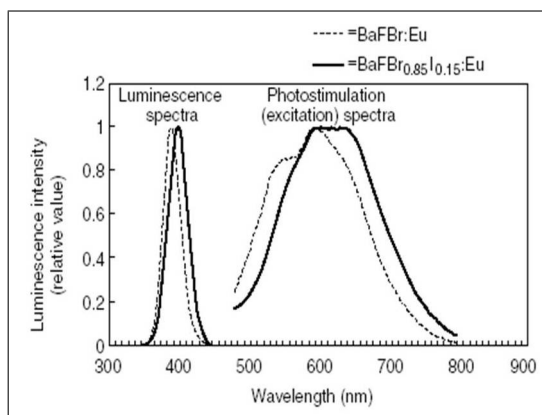


FIGURE 2.12 – Spectre de luminescence et de photostimulation du BaFBr :Eu²⁺ et du BaFBrI :Eu²⁺. En abscisse, la longueur d'onde [nm], en ordonnée, l'intensité de luminescence en valeur relative [126].

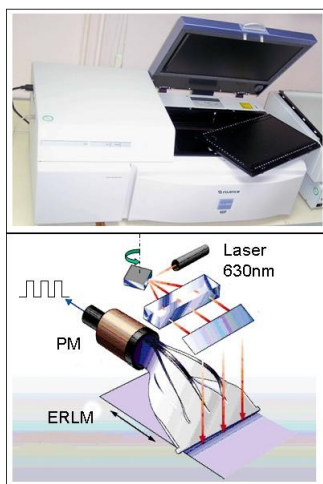


FIGURE 2.13 – Photographie d'un scanner Fujifilm (FLA7000) (en haut). Description du processus interne de lecture des ERLM au moyen d'un faisceau laser défléchi périodiquement par un miroir polygonal tournant. Les photons de luminescence sont canalisés par un guide de lumière vers le tube photomultiplicateur (PM) (en bas). Principe de lecture des imageurs BAS-2500, FLA3000 et FLA7000 de Fujifilm [136].

IV.4 Analyse des images obtenues

Le logiciel associé au scanner nous permet d'obtenir une image numérique sur 2^{16} niveaux de gris et une certaine taille de pixel (on choisit $100\ \mu\text{m}$). Ensuite, grâce au logiciel MultiGauge développé par Fujifilm, nous pouvons réaliser différents traitements d'image, extraire des profils en PSL, ou mesurer une moyenne sur une surface en PSL/mm^2 . Un profil radial de l'image permet de déterminer la distribution spatiale du flux d'X.

Pour pouvoir passer d'un niveau PSL à un nombre de photons X, il est nécessaire de caractériser l'imageur (ERLM+scanner), le but étant de connaître la sensibilité en $\text{PSL}/\text{mm}^2/\text{mGy}_{\text{air}}$ ou en $\text{PSL}/\text{mm}^2/\text{photons incidents}$ pour $1\ \text{mm}^2$ de ce dernier en fonction de l'énergie des photons incidents.

V Caractérisation de l'imageur (ERLM+scanner)

Ne disposant pas d'un grand nombre de sources calibrées d'énergie variable pour caractériser l'imageur dans le domaine 2 - 12 keV, l'idée est de simuler la réponse relative d'un ERLM à un flux monochromatique dans un domaine d'énergie suffisamment large pour englober le spectre des sources disponibles. On calcule avec un code de simulation Monte-Carlo la dose déposée dans la couche radiosensible d'un écran en fonction de l'énergie des photons incidents. La dose déposée étant proportionnelle au niveau PSL mesuré sur les images, il restera ensuite à ajuster en absolu la courbe de réponse calculée avec les valeurs de sensibilité obtenues expérimentalement au moyen d'une ou deux sources de calibrations bien choisies.

La simulation du dépôt d'énergie dans un écran photostimulable, nécessite une modélisation fine des phénomènes physiques qui interviennent sous radiation. Ces phénomènes physiques dans le cas des photons, sont l'effet photoélectrique, les diffusions Compton (inélastiques), et Rayleigh (élastiques), ainsi que la production de paires. Les paramètres importants, dans le cas de cette étude, qui caractérisent un imageur sont :

- La sensibilité absolue qui donne le niveau du signal produit en fonction de l'intensité du flux incident. On obtient cette grandeur expérimentalement. Elle dépend du spectre en énergie du rayonnement incident.
- La réponse spectrale qui fournit la variation relative de l'intensité du signal en fonction de l'énergie des photons X incidents mono-énergétiques. Elle est obtenue par le calcul Monte-Carlo du dépôt d'énergie des photons dans le matériau radiosensible.

Les autres caractéristiques générales d'un imageur tels que la résolution ou l'efficacité quantique de détection (DQE) ne seront pas utilisées pour cette étude.

V.1 Simulation Monte-Carlo des caractéristiques de l'imageur

Les simulations Monte-Carlo permettent de suivre la propagation d'un grand nombre de particules à travers la matière et notamment les couches d'un écran photostimulable.

V.1.a Code de simulation MCNP

Le code de simulation MCNP (Monte-Carlo N-Particules) [95] est un code qui utilise la méthode Monte-Carlo pour simuler des processus nucléaires comme le transport et l'interaction des particules et des rayonnements dans la matière. Ce code a été développé par le Laboratoire National de Los Alamos aux États-Unis lors de la seconde guerre mondiale. Il est utilisé pour de nombreuses applications comme la radioprotection, la dosimétrie, l'imagerie médicale, la criticité, ou autres calculs dans des installations nucléaires. La méthode Monte-Carlo consiste à tirer au hasard la trajectoire des particules et/ou des photons, et de déterminer les probabilités d'interaction qui ont lieu dans la matière, de la création à la disparition de chaque entité. Pour cela, il faut fournir au code divers renseignements :

- La géométrie du système
- La composition des matériaux traversés par les particules
- Les caractéristiques de la source (nature, position, énergie, surface ou volume, directions initiales, ...)
- Le type de données que l'on souhaite calculer (courant surfacique, flux surfacique, énergie déposée, spectres énergétiques, ...)
- La base de données (sections efficaces pour les différents types d'interaction et matériaux).

Ce calcul reposant sur les probabilités, de nombreux tirages sont nécessaires pour diminuer l'incertitude statistique.

V.1.b Résultats des calculs de transmission des photons X jusqu'à l'imageur

Le code MCNP permet de connaître l'énergie relative déposée dans un ERLM par rapport à la fluence et l'énergie des photons incidents dans l'air. Il nous donne aussi la transmission des photons à travers les matériaux. Dans les simulations qui suivent, nous avons pris en compte la propagation des photons X à partir du point source c'est à dire en considérant l'atténuation des photons à travers la fenêtre de béryllium de 200 μm et une lame d'air de 30 mm. Nous avons tout d'abord considéré des photons mono-énergétiques et calculé pour chaque énergie le pourcentage de photons X transmis du point source à la couche radiosensible de l'ERLM. La courbe obtenue est ajustée ensuite par une équation polynomiale d'ordre 5 (Figure 2.14).

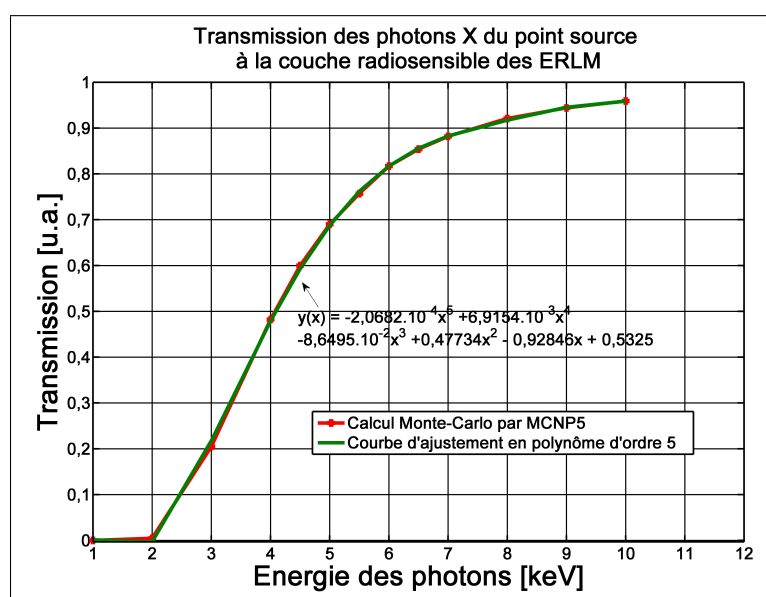


FIGURE 2.14 – Résultat des calculs MCNP5 de transmission des photons X du point source à la couche radiosensible des ERLM avec ajustement en polynôme d'ordre 5.

On remarque grâce à la figure 2.15 que la transmission des photons obtenue avec la simulation MCNP5 est très proche de la transmission obtenue avec la théorie. Cette remarque valide les résultats de simulation.

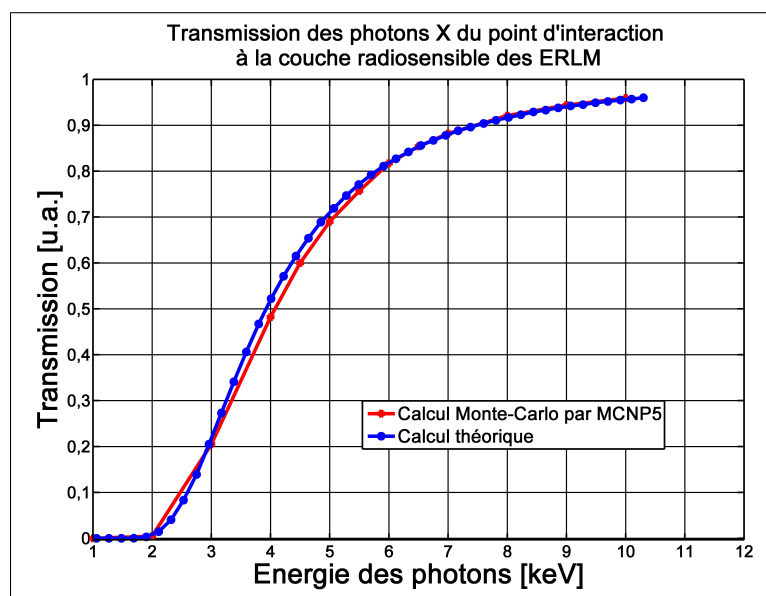


FIGURE 2.15 – Comparaison des résultats du calcul théorique et du calcul MCNP5.

V.1.c Évaluation du nombre de photons déposés dans la couche radiosensible

Dès que le code Monte-Carlo a déterminé le parcours, l'énergie et la transmission (T%) des photons jusqu'à la couche radiosensible, il calcule l'absorption des photons dans cette couche. De même que la transmission, l'absorption (1-T%) des photons dans

la matière dépend de leur énergie, de l'épaisseur et de la nature du matériau traversé. Les simulations MCNP5 en fluence nous donnent le taux d'absorption des photons dans la couche radiosensible de $115 \mu\text{m}$ de $\text{BaF}(\text{Br},\text{I}) : \text{Eu}^{2+}$ en fonction de la longueur de parcours dans le matériau (Figure 2.16) en prenant en compte l'atténuation des photons avant la couche radiosensible.

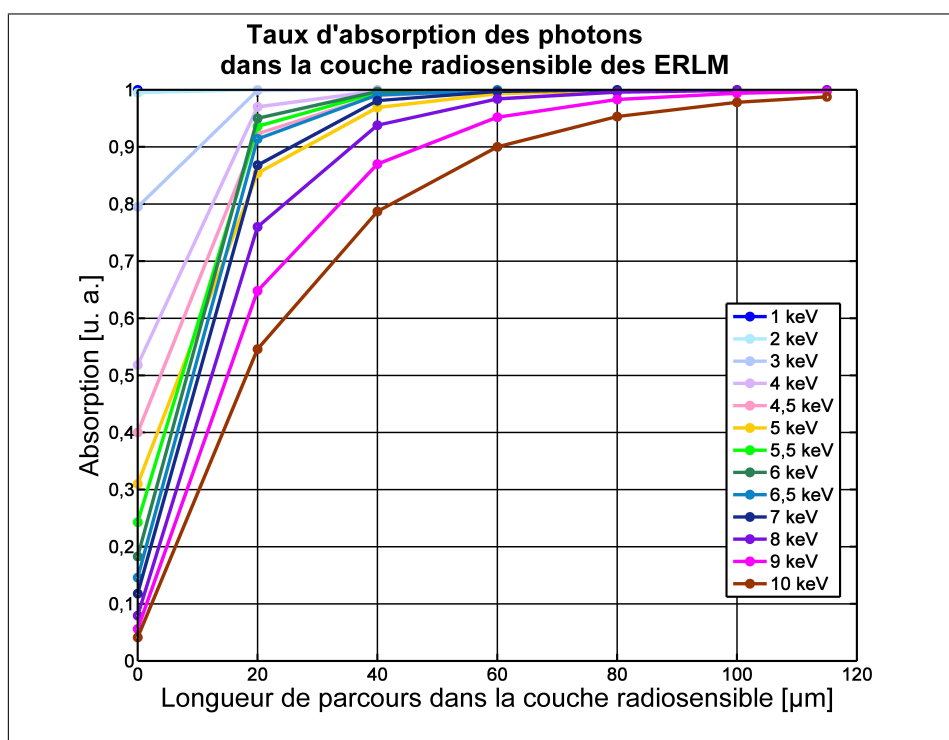


FIGURE 2.16 – Absorption des photons dans la couche radiosensible des ERLM en fonction de l'énergie des photons incidents et de la longueur du parcours dans le matériau (Calcul MCNP5 prenant en compte l'atténuation des matériaux en amont de la couche).

Les photons d'énergie inférieure à 2 keV, ayant déjà été absorbés par les couches en amont de l'ERLM, la courbe d'absorption est constante et nulle dans cette zone. À 10 keV, 98% des photons ont été absorbés après $115 \mu\text{m}$ de $\text{BaF}(\text{Br},\text{I}) : \text{Eu}^{2+}$. Aux alentours des 5 keV, les courbes se chevauchent dans l'épaisseur de la couche, cela est dû aux transitions d'énergie de la couche L du baryum qui se situent aux alentours des 5 keV comme le montre le coefficient d'atténuation massique des photons dans la couche radiosensible (Figure 2.17).

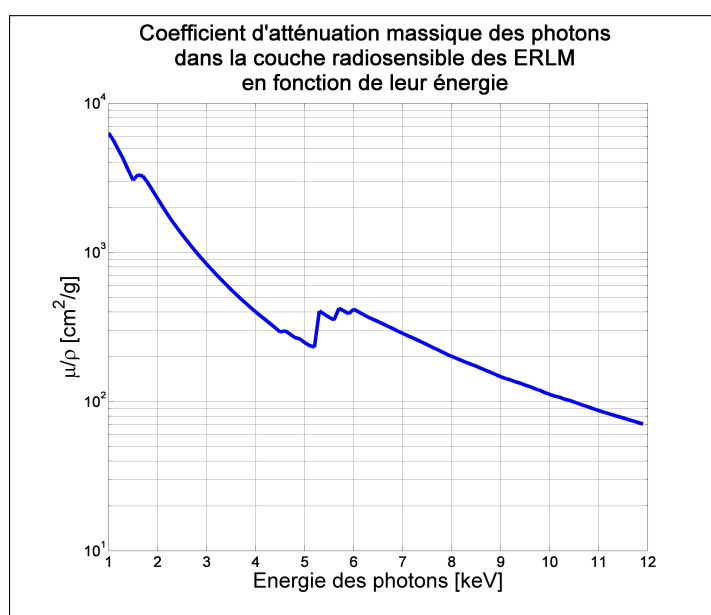


FIGURE 2.17 – Coefficient d’atténuation massique des photons $\frac{\mu}{\rho}$ dans la couche radiosensible en fonction de leur énergie.

La figure 2.18 nous donne l’absorption équivalente, intégrée sur toute l’épaisseur de la couche, en fonction de l’énergie des photons incidents. On retrouve aux alentours des 5 keV, l’effet de la transition d’énergie du baryum. À 10 keV, 77 % des photons sont absorbés dans la couche.

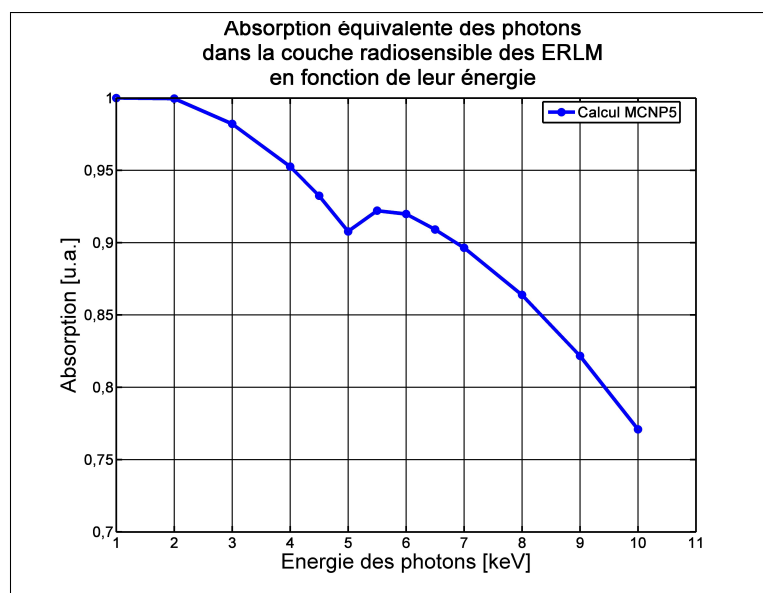


FIGURE 2.18 – Absorption équivalente (intégrée sur toute l’épaisseur de la couche) des photons en fonction de l’énergie des photons incidents dans la couche radiosensible des ERLM.

On calcule maintenant avec MCNP5 l’énergie déposée par unité de surface et par photon dans la couche radiosensible, en fonction de l’énergie des photons incidents (Figure

2.19).

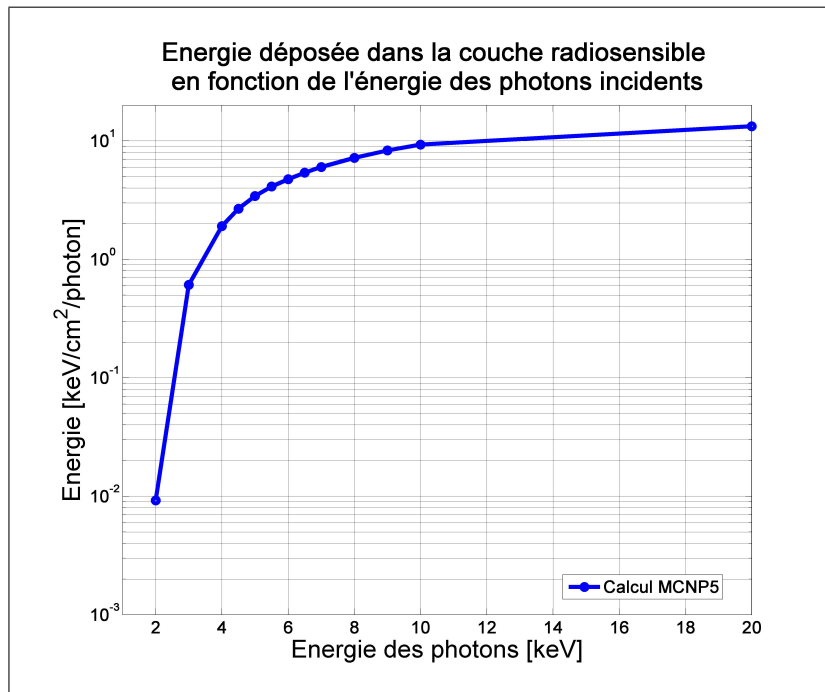


FIGURE 2.19 – Énergie déposée dans la couche radiosensible en fonction de l'énergie des photons incidents.

Afin de se rapporter à une donnée physique plus exploitable, on convertit ensuite l'énergie déposée dans la couche radiosensible en dose absorbée (Equation 2.6) :

$$\text{Dose absorbée}[\text{Gray}/\text{cm}^2/\text{photon}] = \frac{\text{Énergie déposée}[\text{J}/\text{cm}^2/\text{photon}]}{\text{Masse irradiée}[\text{kg}/\text{cm}^2]} \quad (2.6)$$

La masse irradiée est la masse par unité de surface de la couche radiosensible ($M_{\text{Couche}} = 3,91 \cdot 10^{-5} \text{ kg}/\text{cm}^2$), les valeurs de la figure 2.19 sont ainsi converties des $[\text{J}/\text{cm}^2/\text{photon}]$ en $[\text{Gy}/\text{cm}^2/\text{photon}]$ ou en $[\text{mrad}/\text{cm}^2/\text{photon}]$. Par convention interne à nos installations, on continue d'utiliser le rad comme unité de dose bien que ce ne soit plus l'unité du système international depuis 1985, ($1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$). Ces valeurs de dose calculées par MCNP5 ne sont que des doses relatives déposées dans la couche radiosensible par photon incident. Elles sont à comparer avec les doses d'exposition dans l'air, (à l'équilibre électronique) et à recalculer en absolu avec la sensibilité d'un écran mesurée par des sources de calibration. Puisqu'on ne peut réellement "déposer" de l'énergie dans l'air, dans les conditions d'équilibre électronique ce qu'on appelle "dose déposée dans l'air" est en fait la somme des énergies cinétiques des particules chargées libérées par les photons incidents, par unité de masse d'air. On appelle cette somme le KERMA (Kinetic Energy Released per unit MAss), elle s'exprime en Gray. Pour des photons de faible énergie (comme dans notre cas) on assimile numériquement la dose déposée et le KERMA dans le matériau ionisé [137].

V.2 Calibration de l'imageur par deux sources de rayonnement connu.

Pour pouvoir maintenant associer les valeurs arbitraires de niveau PSL données par la lecture des écrans au moyen du scanner, avec la dose absorbée dans la couche radiosensible (Figure 2.19) il faut connaître la sensibilité absolue de l'imageur dans son ensemble (ERLM et scanner). On utilise pour cela des sources de rayonnement calibrées auxquelles sont exposés les photostimulables. Après numérisation, on fait correspondre les niveaux PSL aux doses d'exposition pour en déduire la sensibilité. Les mesures de la sensibilité sont ensuite confrontées aux simulations. Deux sources de rayonnement X, l'une à basse énergie, l'autre à haute énergie ont été utilisées.

V.2.a Calibration à basse énergie avec un générateur de rayons X à anode de chrome

V.2.a.i Description du dispositif

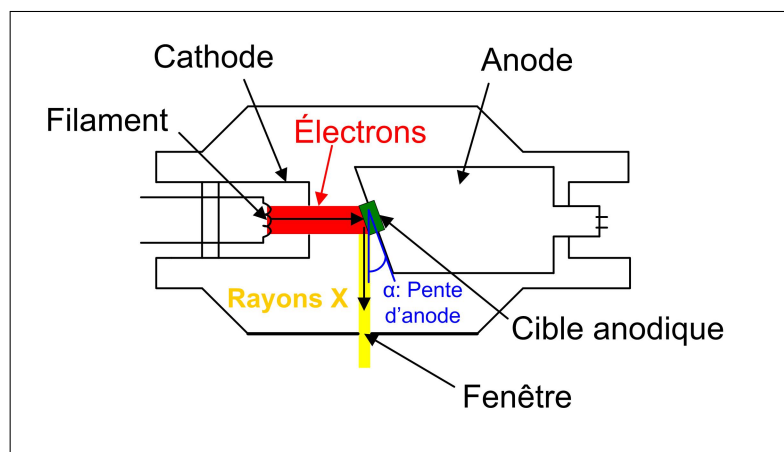


FIGURE 2.20 – Schéma de principe du tube à rayons X.

La source que nous avons utilisée pour calibrer les photostimulables est constituée d'un générateur haute-tension de 10 kV, 40 mA et d'un tube X de la société CGR (référence : GF 355-2). L'anode en chrome, est inclinée d'un angle de $\alpha = 20^\circ$ (Figure 2.20). Le foyer optique qui correspond à la taille du faisceau d'X en sortie a une surface de $13 \times 13 \text{ mm}^2$. Le rayonnement de fluorescence du chrome est l'émission de photons suite à l'excitation du chrome par les électrons accélérés. L'énergie des photons de fluorescence du chrome correspond aux énergies de transition des raies K_α à 5,404 keV et 5,413 keV, et K_β à 5,947 keV. On note comme énergie moyenne de cette source la valeur de 5,5 keV.

Le faisceau de rayons X traverse une fenêtre de béryllium de $500 \mu\text{m}$, puis un diaphragme de 10 mm de diamètre avec un filtre de $50 \mu\text{m}$ d'aluminium. Un obturateur manuel permet de commander l'irradiation de l'échantillon expérimental. Le faisceau passe ensuite dans un diaphragme de 25 mm de diamètre et un filtre de $6 \mu\text{m}$ en chrome qui permet de diminuer le niveau du rayonnement de freinage. Le spectre en énergie du générateur a été mesuré en janvier 2009 par C. Zuber au moyen notamment d'un détecteur

à semi-conducteurs au silicium (SiLi) [138]. Les figures 2.21 et 2.22 nous donnent le spectre en énergie du générateur mesuré par le détecteur.

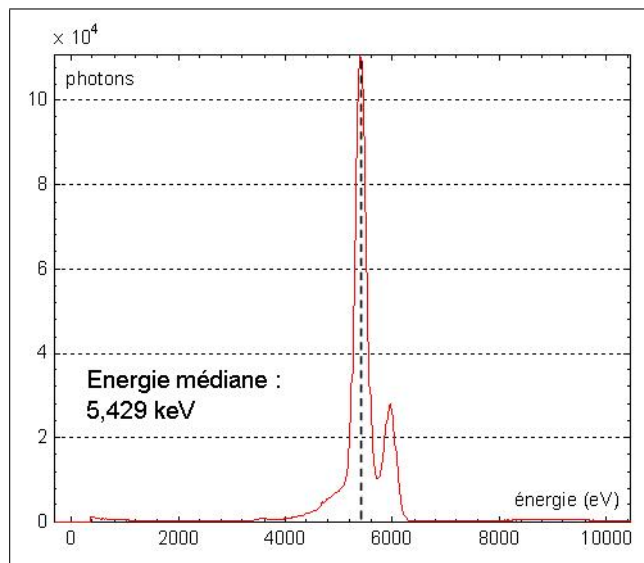


FIGURE 2.21 – Spectre en énergie du générateur X, en échelle linéaire [138].

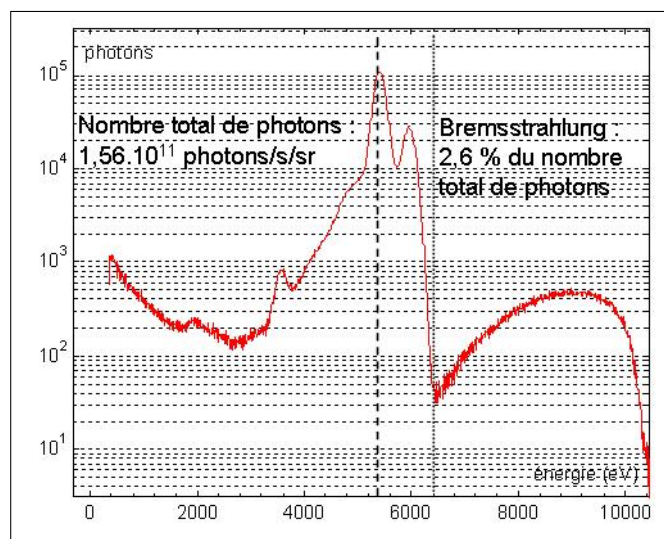


FIGURE 2.22 – Spectre en énergie du générateur X, en échelle logarithmique [138].

V.2.a.ii Mesure de la sensibilité des ERLM à basse énergie

Pour réaliser l'expérience de calibration des ERLM, on place un échantillon d'écran dans le vide à 1,475 m de la fenêtre de béryllium (Figure 2.23). Afin de ne pas saturer le PM du scanner à la lecture, le temps d'irradiation a été limité à 10 s avec une tension de 10 kV et un courant de 10 mA. Dans ces conditions, le nombre total de photons émis a été évalué à $1,56.10^{11}$ photons/s/sr [138]. On obtient le nombre de photons transmis par

unité de surface à une distance r du point source par la formule : $S = \Omega r^2$, avec Ω l'angle solide en steradian. À 1,475 m, 1 steradian correspond à une surface de $2,2 \text{ m}^2$, ainsi, le nombre de photons diffusés à 1,475 m de la source est de $7 \cdot 10^4$ photons/s/mm². Pendant 10 s, le photostimulable va recevoir $7 \cdot 10^5$ photons/mm². Ce qui correspond à une dose équivalente de 1,5 mGy dans l'air à l'équilibre électronique ($\frac{\mu}{\rho}$ (air à 5,5 keV) = 29,4 cm²/g) (Figure 2.5, p.195).

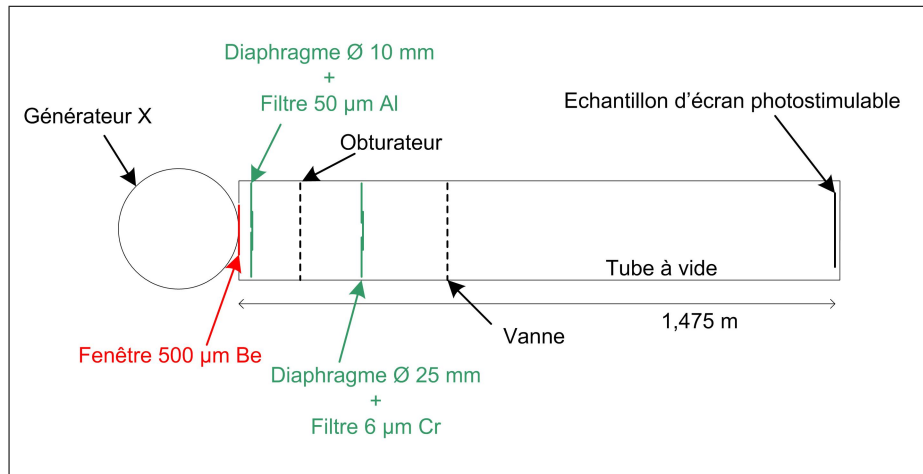


FIGURE 2.23 – Schéma du dispositif expérimental de mesure de la sensibilité des ERLM à basse énergie grâce à un générateur de rayons X (vue de profil).

Quatre irradiations ont été effectuées. Les deux premières ont donné des résultats éloignés l'un de l'autre. Le premier écran a reçu une dose importante ($\sim 7100 \text{ PSL/mm}^2$) par rapport au deuxième ($\sim 5100 \text{ PSL/mm}^2$). Il semblerait que lors des deux premières mesures, le générateur X n'ait pas été suffisamment stabilisé pendant l'irradiation. Les deux dernières mesures ont donné des résultats proches : 4645 PSL/mm^2 et 4605 PSL/mm^2 . C'est cette dernière mesure, a priori la plus fiable que l'on retient pour la calibration. Elle correspond donc à une sensibilité de $3050 \text{ PSL/mm}^2/\text{mGy}_{\text{air}}$ pour une énergie de 5,5 keV.

V.2.b Calibration à haute énergie par une source de cobalt 60

V.2.b.i Description de la source

Nous avons disposé également d'une source étalon de cobalt 60. Cette source avait en 1991 une activité de 12000 Ci, soit $a_0 = 444 \text{ TBq}$, (1 Bq = 1 désintégration par seconde). À chaque désintégration, deux photons sont émis, l'un à 1,17 MeV et l'autre à 1,33 MeV, ce qui correspond à une énergie moyenne d'émission de 1,25 MeV. Une part importante de ces photons interagit avec le support de la source et son collimateur en uranium appauvri. Compte-tenu de la faible énergie des rayonnements diffusés, l'énergie moyenne de la source est finalement de l'ordre de 1,1 MeV. La période radioactive (ou demi-vie $T_{1/2}$ du cobalt 60 est de 5,27 ans. L'activité $a(t)$ d'un élément radioactif diminue exponentiellement avec le temps. L'activité à l'instant t est donnée par la formule :

$$a(t) = a_0 \exp\left(-\frac{\ln(2)}{T_{\frac{1}{2}}}t\right) \quad (2.7)$$

Nous avons réalisé nos mesures 18 ans après la calibration de la source. Son activité était donc de 38 TBq.

V.2.b.ii Mesure de la sensibilité des ERLM à haute énergie

L'ERLM a été exposé uniformément pendant 5 min dans l'air à 10 m de la source de ^{60}Co . La dose d'exposition dans l'air obtenue durant cette mesure est de 7,7 mGy. La lecture du niveau moyen des pixels dans l'image de l'ERLM a donné 8778 PSL/mm², ce qui correspond à une sensibilité de 1140 PSL/mm²/mGy_{air} pour une énergie moyenne de 1,1 MeV.

V.3 Réponse spectrale de l'imageur

Après avoir simulé avec le code MCNP5 le parcours des photons du point source aux ERLM, calculé l'énergie absorbée dans la couche radiosensible par photon source dans la configuration de l'expérience Compton et enfin après avoir étalonné l'ERLM avec deux sources de calibration, il nous faut déterminer la réponse spectrale des ERLM dans un domaine d'énergie couvrant celle des sources. Alors que pour la simulation en configuration expérimentale nous avons considéré des photons monoénergétiques, pour les simulations avec les sources nous avons utilisé les spectres d'énergie des photons pour en déduire la sensibilité de l'imageur soumis à ces sources. Pour ce qui est des géométries entrées dans le code MCNP5, nous avons considéré que :

- Pour les conditions de calibration avec le générateur de rayons X, l'ERLM est uniquement placé dans le vide
- Pour la source de ^{60}Co , l'ERLM est placé devant une épaisseur d'air d'1 m. Pour réduire le temps de calcul, on considère que le spectre des photons dans l'air provenant de la source de ^{60}Co est le même pour 1 et 10 m.

Grâce aux simulations MCNP5, on peut définir la réponse spectrale relative $R(E)$ de l'imageur qui correspond au rapport entre la dose calculée dans la couche radiosensible et la dose d'exposition calculée dans l'air (KERMA) en fonction de l'énergie E des photons incidents. Pour la calibration en absolu, on utilise la source étalon de ^{60}Co , dont le nombre de photons est connu avec précision. Pour le spectre d'énergie du ^{60}Co , le rapport donné par le code est d'environ $R(E_{^{60}\text{Co}}) = 0,21$. Cette différence entre la dose calculée dans la couche radiosensible et les KERMA dans l'air est due principalement à :

- l'équilibre électronique qui n'est pas réalisé dans la couche radiosensible avec le spectre du ^{60}Co ,
- au rapport des coefficients d'absorption massique $\left(\frac{\mu_{abs}}{\rho}\right)_{air}$ des ERLM par rapport à l'air, à l'énergie considérée.

On obtient la réponse spectrale en absolu du détecteur (Sensibilité(E)), en utilisant la sensibilité ($S_{60\text{Co}} = 1140 \text{ PSL/mm}^2/\text{mGy}$) mesurée avec la source calibrée de ^{60}Co , grâce à la formule 2.8 :

$$\text{Sensibilité}(E) = \frac{R(E)}{R(E_{60\text{Co}})} S_{60\text{Co}} \quad (2.8)$$

De cette formule, on en déduit les courbes de sensibilité en fonction de l'énergie des photons incidents exprimée soit en $\text{PSL/mm}^2/\text{mGy}_{\text{air}}$ soit en PSL/photon (Courbes bleues des figures 2.24 et 2.25).

Les valeurs de sensibilité pour chaque énergie exprimées en PSL/photon sont obtenues en divisant les valeurs de sensibilité en $\text{PSL/mm}^2/\text{mGy}_{\text{air}}$ par le nombre de photons incidents par mGy déposés dans la couche radiosensible pour 1 mm^2 (Equ. 2.9).

$$\text{Photons/mGy}(E) = \frac{1[\text{mm}^2]}{\left(\frac{\mu_{\text{abs}}}{\rho}\right)_{\text{air}} [\text{mm}^2/\text{kg}] \times E[\text{kJ}]} \quad (2.9)$$

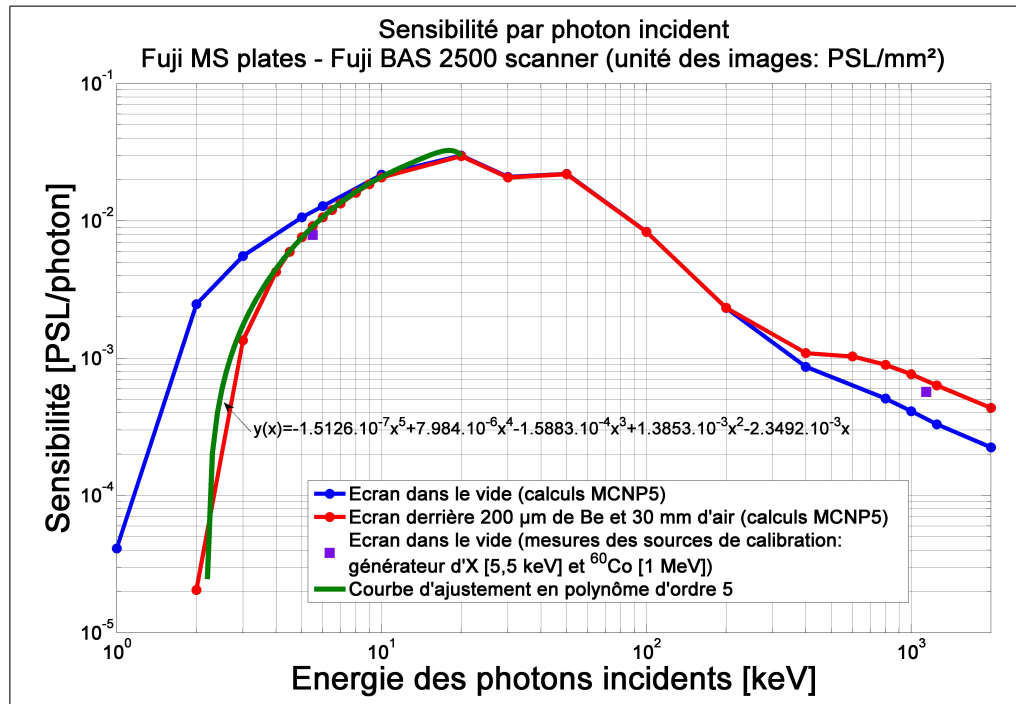


FIGURE 2.24 – Sensibilité des ERLM exprimée par photon incident en fonction de l'énergie des photons.

Les points de calibration mesurés avec la source étalon de ^{60}Co et le générateur de rayons X sont représentés en portant en abscisse une valeur d'énergie moyenne pondérée du nombre de photons émis par bande d'énergie dans les spectres de ces sources (Points violets des Figures 2.24 et 2.25). Des écarts peuvent apparaître entre les calculs et les mesures de calibration compte tenu de la difficulté de simuler au plus près l'environnement de l'ERLM dans des domaines d'énergie où la réponse du détecteur

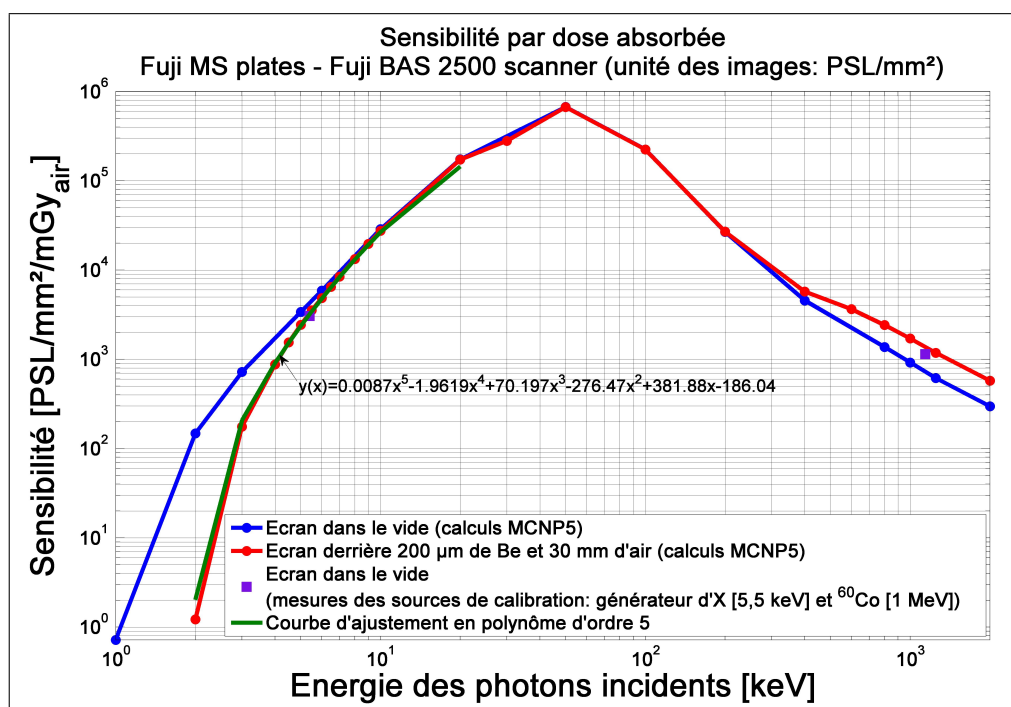


FIGURE 2.25 – Sensibilité des ERLM exprimée par mGray équivalent dans l'air en fonction de l'énergie des photons incidents.

peut rapidement évoluer en fonction des conditions d'expérience.

On compare maintenant les courbes de sensibilité d'un écran dans le vide (Courbes bleues des Figures 2.24 et 2.25) et les courbes de sensibilité d'un écran situé derrière une fenêtre de béryllium de 200 μm et de 30 mm d'air (courbes rouges, configuration qui correspond à l'expérience Compton). À haute et basse énergie, les deux courbes sont éloignées l'une de l'autre et dans un sens opposé. En fait, à basse énergie, le rayonnement est très sensible aux matériaux atténuateurs placés entre la source et l'ERLM (en l'occurrence les 200 μm de béryllium et les 30 mm d'air), ainsi qu'à la nature, l'épaisseur et la densité des matériaux qui ont été pris en compte dans la constitution de l'ERLM. À haute énergie, le dépôt d'énergie est particulièrement sensible aux matériaux placés immédiatement devant l'ERLM, ceux-ci pouvant faire varier rapidement les conditions d'équilibre électronique ou même assurer un renforcement du signal en émettant des gerbes d'électrons [127], [139]. Pour se placer dans des conditions moins sensibles à ces variations, il sera intéressant par la suite de réaliser un point de calibration complémentaire en utilisant une source étalon d'énergie proche de 100 keV.

Pour déterminer le nombre de photons détectés, on utilise un ajustement polynomial d'ordre 5 de la réponse spectrale de l'imageur, filtré par 200 μm de Be et 30 mm d'air, comprise dans le domaine d'énergie [1 keV - 20 keV] (Figure 2.24). Le nombre de PSL est ainsi converti en photons.

VI Utilisation des ERLM en tant que détecteur en temps réel

Afin de pouvoir optimiser les réglages des faisceaux électrons et laser et donc le flux de rayons X produit par l'interaction, il est nécessaire d'avoir à disposition un détecteur qui donne en temps réel un suivi du signal de photons X produits par rapport au bruit de fond de l'accélérateur. Étant donné que l'utilisation de l'image latente stockée dans l'ERLM ne permet d'avoir le résultat de l'interaction que 15 min après l'exposition, il fallait trouver un autre système tout aussi sensible mais en fonctionnant en temps réel. L'idée est alors d'utiliser la luminescence spontanée de la couche phosphore.

VI.1 La luminescence spontanée

Lors de l'exposition de l'écran aux rayons ionisants, des paires électrons-trous se créent, et se recombinent pour la plupart immédiatement en créant de la luminescence spontanée (PL : Prompt Luminescence). Ce phénomène ne doit pas être confondu avec le phénomène de recombinaison expliqué précédemment. Cette luminescence spontanée est également émise par transition 5d-4f de l' Eu^{2+} (Figure 2.11) de longueur d'onde 390 nm (3,2 eV). Afin de pouvoir visualiser en temps réel le signal de luminescence spontanée, il est nécessaire de l'amplifier et de le convertir en signal électrique exploitable avec un oscilloscope. C'est le rôle du PhotoMultiplicateur.

VI.2 Couplage ERLM-PhotoMultiplicateur

Dans le détecteur d'origine, deux PM étaient couplés avec un bloc d'émetteur Cerenkov (Figure 2.10). Ce bloc a été ôté de son boîtier et remplacé par un échantillon d'ERLM de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ collé sur un support plan positionné à 45° orienté vers la photocathode de l'un des PM (Figure 2.26). La luminescence spontanée de couleur bleu pourpre ($\lambda = 390 \text{ nm}$) est ainsi émise sous irradiation en direction de la photo-cathode. D'après T. Suzuki *et al.* [19], le rapport entre l'intensité de la luminescence stimulée et celle de la luminescence spontanée dépend de l'énergie du rayonnement incident.

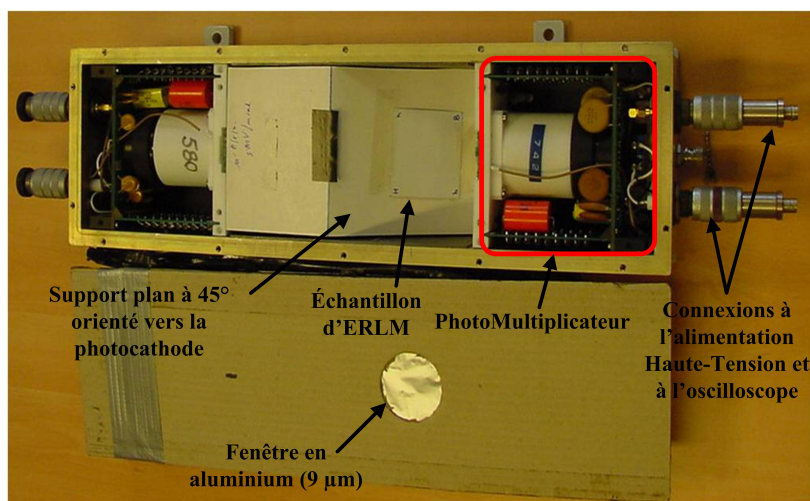


FIGURE 2.26 – Ensemble de détection en temps réel composé d'un Écran Radio-Luminescent à Mémoire (ERLM) et d'un photomultiplicateur.

VI.3 Signal de luminescence obtenu en temps réel

La figure 2.27 nous donne la réponse du détecteur au signal de bruit de fond de l'accélérateur (sans laser Compton). Le temps de montée du signal est environ de $T_r = 0,7 \mu s$. Le temps de descente du signal est relativement plus long, environ $2,4 \mu s$. Ce temps correspond bien à la décroissance du $BaF(Br,I) : Eu^{2+}$ dont la durée de vie est de $\tau = 0,5 \mu s$ [19]. En effet, la décroissance du $BaF(Br,I) : Eu^{2+}$ étant exponentielle, l'intensité de la lumière émise à l'instant t est donnée par : $I(t) = I_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)$. Le temps de descente du signal correspond au temps t pour lequel $I(t) = 0,01 I_0$ c'est à dire pour $\frac{t}{\tau} = 4,6$ et donc pour $t = 2,3 \mu s$, ce qui est proche de la valeur trouvée expérimentalement. Pour s'affranchir des erreurs statistiques dues aux temps de montée et de descente du signal, on analyse des macro-impulsions de durées suffisamment longues. Contrairement au signal stimulé obtenu par lecture de l'image latente stockée par les centres F, le signal spontané est discriminé en temporel et non pas en spatial : le PhotoMultiplicateur intègre le signal reçu par toute la surface de l'ERLM ainsi que le rayonnement interagissant directement avec le PM. On choisit d'utiliser ce système pour un contrôle en temps réel et non pas pour caractériser le flux de photons X produit.

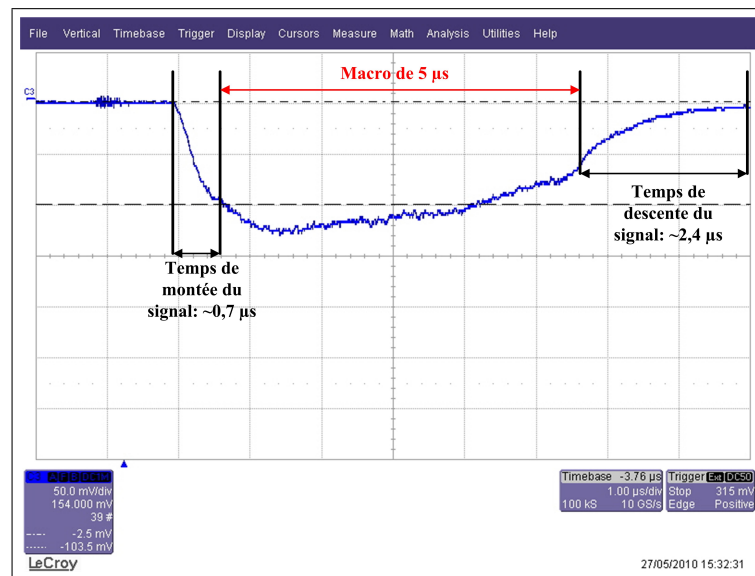


FIGURE 2.27 – Visualisation sur l’oscilloscope du signal de bruit de fond de l’accélérateur détecté par l’ERLM couplé à un photomultiplicateur. La durée de la macro-impulsion laser est de 5 μs .

Conclusion

Les ERLM sont efficaces et linéaires sur une très large dynamique d’exposition s’étendant des très bas niveaux de dose, tel que le rayonnement naturel, jusqu’à plusieurs Gray (limite des ERLM). Par ailleurs, ils sont plus sensibles aux basses énergies compte tenu de la faible épaisseur de leur couche active. Ainsi, le bruit de plus haute énergie dû à l’accélérateur ne perturbe pas la mesure comme pour les autres détecteurs à convertisseur plus épais. De plus, l’opportunité d’enregistrer des ERLM à ces faibles énergies permet d’en déduire le profil du faisceau. Un autre avantage est la possibilité de profiter du rayonnement spontané de l’ERLM pour les utiliser en tant que détecteur en temps réel et contrôler les paramètres de l’interaction par l’intermédiaire du rapport signal avec et sans laser.

Le chapitre suivant décrit les résultats expérimentaux obtenus avec les ERLM. Grâce à la caractérisation de l’imageur (ERLM+scanner), il est possible de donner une évaluation du nombre de photons produits.

Chapitre 3

Résultats des expérimentations

Dans le planning des expérimentations sur ELSA, 18 semaines réparties sur trois ans de thèse ont été consacrées à l'expérience Compton inverse. Parmi ces semaines, j'en ai employées certaines à la mise en place de l'expérimentation, d'autres à l'étude du faisceau d'électrons dans l'accélérateur. Au final, environ 7 semaines ont été consacrées uniquement à la production d'X.

I Premières preuves de production de rayons X

I.1 Réduction du bruit de fond

Les premières images obtenues par les écrans radio-luminescents à mémoire ont été des images de bruit de fond. Ces radiographies ont permis dans un premier temps de repérer l'origine des sources de bruit et ainsi d'ajuster en conséquence le positionnement des protections de plomb. Il est nécessaire de réduire ce bruit de fond au niveau de la zone de détection.

Sur une radiographie comme celle de la figure 3.1, les pixels sombres correspondent à une dose de rayonnement importante. Cette forte dose peut être due soit à un rayonnement énergétique, soit à un flux important de rayonnement de plus faible énergie, soit les deux.

On voit clairement apparaître sur la radiographie, le rayonnement provenant du tube à vide collimaté par la fenêtre de béryllium. On observe également l'ombre du miroir sous vide réfléchissant le faisceau laser au point d'interaction. Une quantité importante de rayonnement provient de l'extérieur de la chambre à vide. On reconnaît l'ombre de l'aimant déviant les électrons dans la coupe de Faraday, on en conclut qu'une source de rayonnement énergétique se situe au niveau de la coupe de Faraday. Ce rayonnement est produit par le rayonnement de freinage des électrons dans les matériaux constituant la coupe. Nous avons donc isolé ce rayonnement par un empilement de blocs de plomb d'épaisseur 5 cm.

En plus de ce rayonnement donc on connaît l'origine, un bruit de fond ambiant est créé par les multiples interactions des électrons et des rayons X énergétiques avec la matière. Ce bruit de fond est diffusé dans toutes les directions. Une brique de plomb derrière l'écran permet d'atténuer ce bruit qui est loin d'être négligeable.

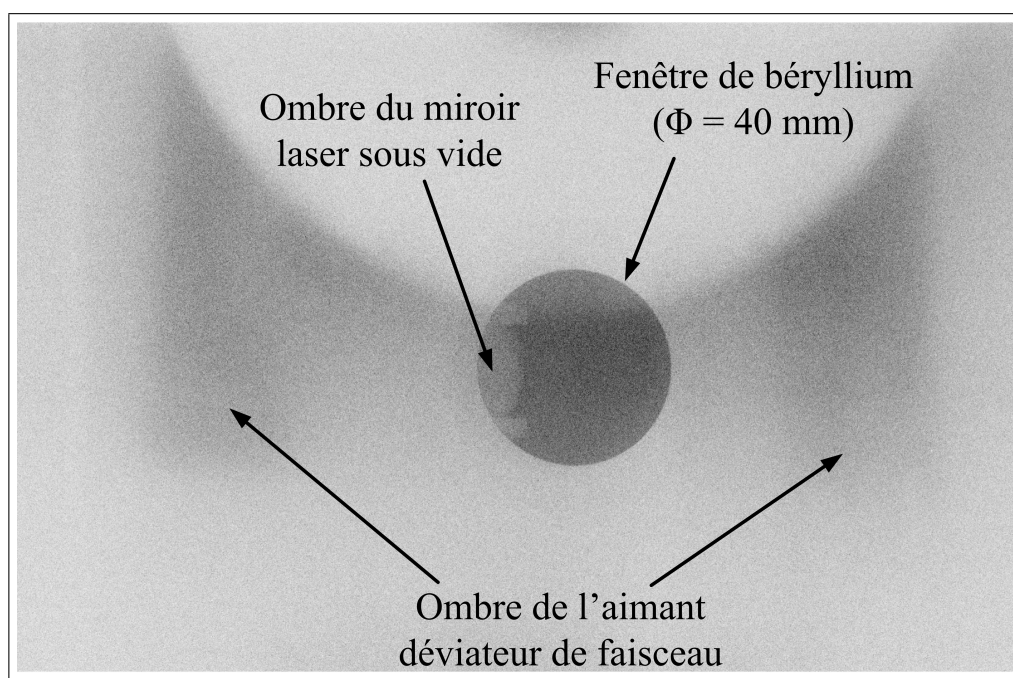


FIGURE 3.1 – Image d'un ERLM représentant le bruit de fond sans protection particulière de la zone de détection.

Une fois le bruit en dehors du tube réduit, un effort a été fourni pour réduire le bruit de fond provenant de l'intérieur. Ce bruit est dû principalement aux interactions entre le halo du faisceau d'électrons et le tube à vide. Une attention particulière a donc été apportée au transport d'enveloppes de taille réduite. Un calcul Monte-Carlo avec MCNP5 a montré que la dose de rayonnement résultant des interactions entre le faisceau d'électrons et le gaz résiduel dans le tube à vide (pression 10^{-6} mbar) est négligeable. Un autre phénomène entre en jeu, l'effet de champ : la haute tension qui règne dans la cavité (~ 2 MV) arrache des électrons de la photocathode sans même l'impact du laser. Le courant produit par le déplacement des électrons est appelé le courant d'obscurité. Ces électrons sont ensuite accélérés par les cavités en fonction de leur phase par rapport au champ électrique et arrivent même à passer le demi-tour. Le rayonnement X est créé lorsqu'ils interagissent avec le tube à vide. L'effet de champ est visible sur l'écran RTO placé après la deuxième cavité accélératrice. Pour pouvoir observer les premiers photons X, la tension de la première cavité a été abaissée à 800 kV de manière à éviter l'effet de champ. En contre-partie, il faut augmenter la tension des cavités 433 MHz à 16 200 kV pour conserver une énergie totale de 17 MeV. À cette tension, les cavités à 433 MHz sont moins stables et il faut travailler à faible charge pour éviter une augmentation de l'émittance due à la faible tension accélératrice dans la cavité du photo-injecteur.

À 0,2 nC, la figure 3.2 témoigne d'un transport de faisceau permettant de réduire considérablement le bruit de fond dans le tube à vide.

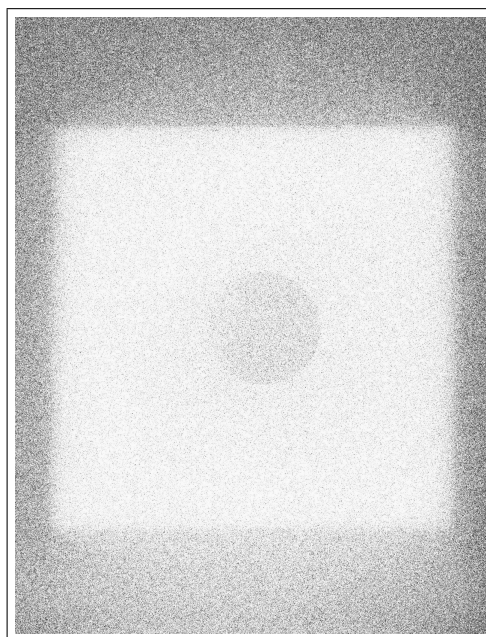


FIGURE 3.2 – Image d'un ERLM après les dispositions prises pour minimiser le bruit de fond. On distingue la fenêtre de béryllium, la surface blanche correspond à la brique de plomb placée derrière l'écran.

La figure 3.3 montre le positionnement de l'ERLM lors de l'irradiation, face à la fenêtre de béryllium.

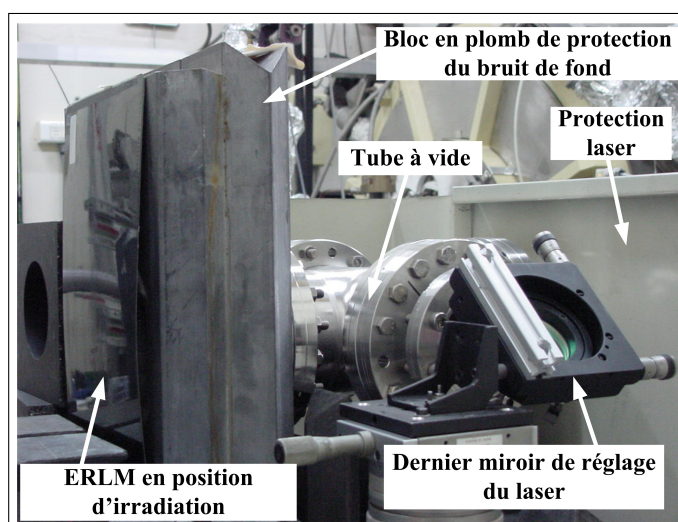


FIGURE 3.3 – Photographie montrant le positionnement de l'ERLM lors de l'irradiation. La brique de plomb à l'arrière de l'écran n'est pas positionnée.

I.2 Profil du faisceau de photons X

La première observation de photons s'est faite avec les paramètres de faisceaux résumés dans le tableau 3.1.

Tension de la cavité 144 MHz :	838 kV
Tension de la cavité 433 MHz :	16 300 kV
Courant de la macro-impulsion :	30 mA
Durée de la macro-impulsion :	5 μ s
Charge de la micro-impulsion d'électrons :	0,42 nC
Énergie de la macro-impulsion laser (dans la casemate) :	80 mJ
Taille du faisceau d'électrons au PI :	$\sim 100 \mu$ m
Taille du faisceau laser au PI :	$\sim 40 \mu$ m
Fréquence :	72 MHz
Durée de la micro-impulsion :	30 ps (LTMH)
Durée de l'irradiation :	200 s

TABLEAU 3.1 – Tableau résumant les paramètres de l'interaction correspondant à la première observation de photons X (Figure 3.4).

Après avoir vérifié que les faisceaux sont synchronisés et qu'il se recouvrent spatialement, ceux-ci sont éteints de manière à pouvoir entrer dans la casemate et placer l'ERLM dans le trajet du faisceau. Après irradiation, l'écran est lu dans les 5 min qui suivent. On garde les mêmes paramètres de faisceau pour réaliser une irradiation avec et sans laser et comparer les deux images. La figure 3.4 présente la première image de photons X obtenue. On observe clairement, sur celle de droite, une tache plus sombre au bord de la fenêtre de béryllium.

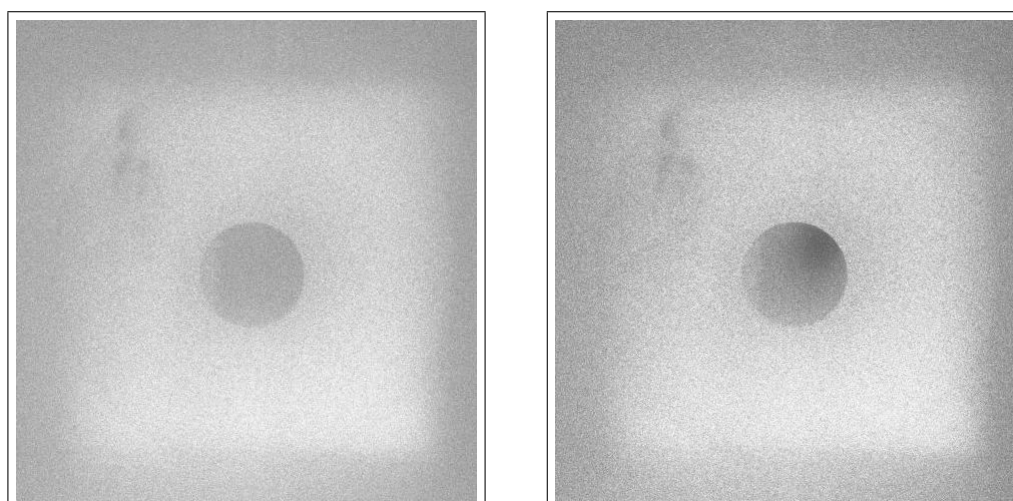


FIGURE 3.4 – Image des ERLM sans laser (à gauche), et avec laser (à droite).

Cette tache située au bord de la fenêtre n'apparaît pas lorsque le faisceau laser est coupé. On l'identifie aux photons X de basse énergie produits par l'interaction Compton

inverse entre les électrons et les photons laser. Le profil de l'image (Figure 3.5) confirme que le niveau maximal du signal est nettement supérieur à celui du bruit sortant de la fenêtre. Le signal est collimaté par la fenêtre de béryllium,

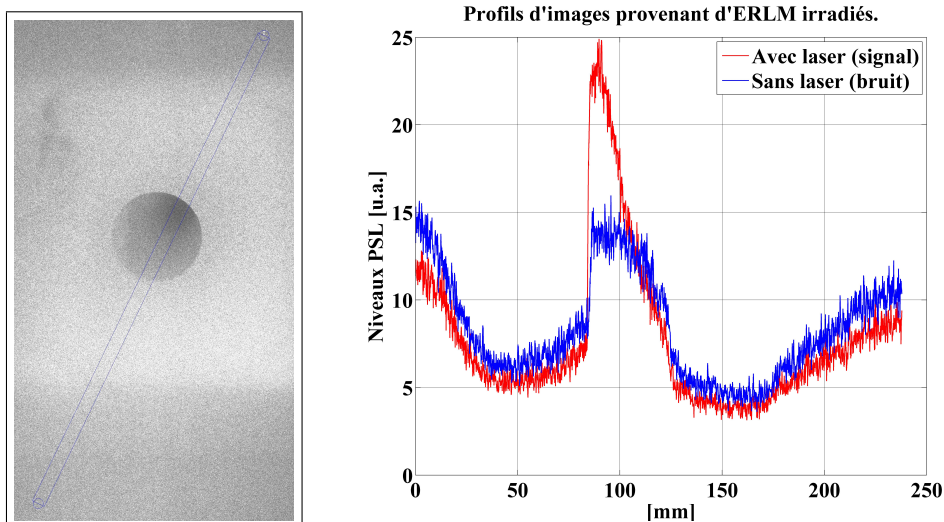


FIGURE 3.5 – À gauche, est représentée l'image de la figure 3.4 de droite avec la bande de mesure du profil de largeur 6 mm. À droite, le graphique représente les profils des images avec laser et sans laser selon la bande de mesure.

Cette première image montre également que la fenêtre de béryllium et donc le tube à vide situé en aval du point d'interaction ne sont pas bien centrés par rapport au faisceau d'X et donc au faisceau d'électrons. L'alignement du tube à vide permet d'obtenir un flux de photons X centré sur la fenêtre de béryllium (Figure 3.6).

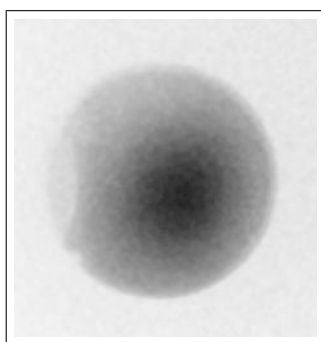


FIGURE 3.6 – Image d'un ERLM avec le signal de photons X centré par rapport à la fenêtre de béryllium. On observe à gauche de l'image l'ombre de la fenêtre de béryllium.

Le fait de devoir couper les faisceaux à chaque observation pour changer d'ERLM, et ainsi de ne pas pouvoir visualiser le bruit de fond dans les mêmes conditions que le signal fait qu'il est très difficile d'optimiser l'interaction. Pour pouvoir régler plus facilement le système, il est nécessaire de travailler sur la détection du signal en temps réel.

II Amélioration de la détection du signal

II.1 Fonctionnement du laser en macro-impulsions courtes

Pour faciliter la détection du signal en temps réel, il est important d'optimiser le rapport signal sur bruit crête. Une des possibilités est d'augmenter la puissance crête du laser au dépend de la charge des électrons puisque ce sont les électrons qui sont à l'origine du bruit de fond.

Dans le cas du fonctionnement normal d'ELSA, la puissance du laser est répartie sur toutes les micro-impulsions d'une macro-impulsion. Si on réduit la durée de la macro-impulsion, en moyenne, il n'y a pas d'augmentation du nombre de photons par contre le signal crête est amélioré.

La difficulté de ce régime de fonctionnement est de maintenir une puissance crête élevée dans chaque micro-impulsion. Il a été montré précédemment que la puissance crête maximale que les optiques peuvent tenir sans être endommagées, est de 440 MW. Une autre limitation au stockage de gain dans l'amplificateur laser est l'émission spontanée amplifiée (ASE). En effet, lorsque l'on stocke trop d'énergie dans le barreau de Nd :YAG, l'émission spontanée est amplifiée à travers le barreau et dépeuple le niveau excité de la transition laser. De plus, lorsque le gain est très élevé, les réflexions parasites provoquent l'apparition de sous-cavités qui conduisent à un rayonnement laser néfaste pour le rayonnement principal. On ajoute alors au système laser une cellule de Pockels dans la chaîne d'amplificateurs simple passage pour annuler ces sous-cavités parasites (Figure 3.7). Cette cellule de Pockels joue le rôle de porte de durée réglable pour sélectionner un nombre de micro-impulsions et annuler les réflexions parasites hors de la macro-impulsion.

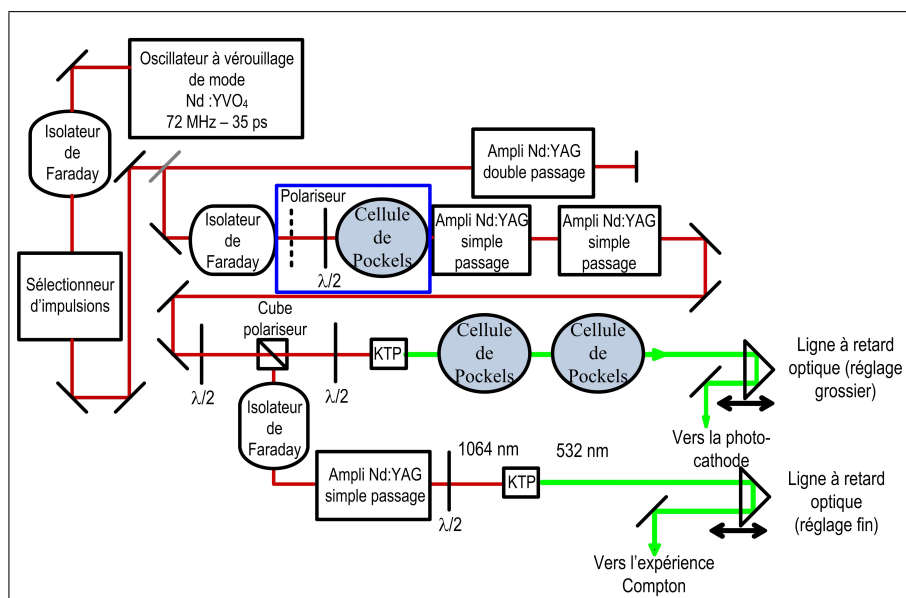


FIGURE 3.7 – Schéma du système laser complet avec ajout d'une cellule de Pockels dans la chaîne d'amplificateurs pour diminuer l'ASE dans une configuration en impulsions courtes (rectangle bleu).

Ceci permet de réduire la macro-impulsion à 0,28 μ s en concentrant l'énergie dans

les 20 micro-impulsions (Figure 3.8). Toute l'énergie est concentrée dans la macro-impulsion. Le niveau d'énergie hors de la macro-impulsion est très faible.

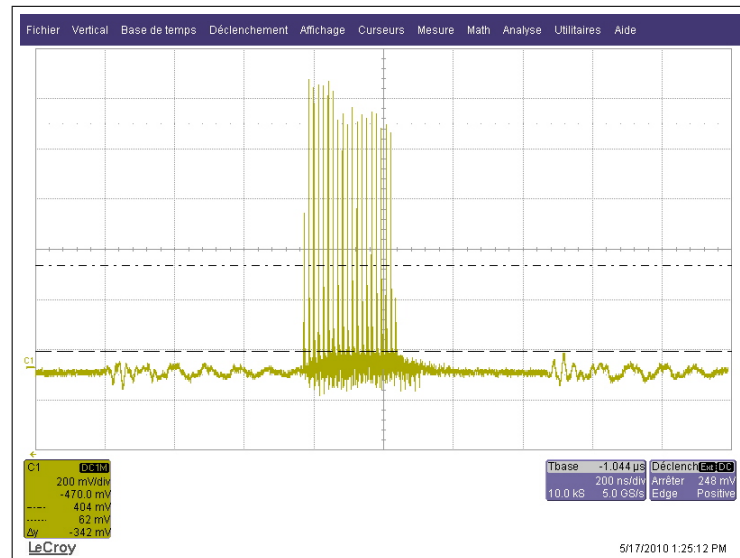


FIGURE 3.8 – Macro-impulsions laser visualisée à l'oscilloscope, durée $0,28 \mu\text{s}$.

Enfin, nous avons aussi constaté que la présence d'ASE devient prépondérante lorsque l'on pousse le gain des amplificateurs. Les impulsions provoquées par l'ASE, beaucoup plus longues que les impulsions pico-secondes utilisées habituellement sont plus susceptibles de provoquer un phénomène d'apparition de centres colorés au sein du cristal doubleur, appelé "gray-tracking" (Figure 3.9). Il a pour effet de diminuer considérablement le rendement de conversion du cristal et à long terme de le détruire.

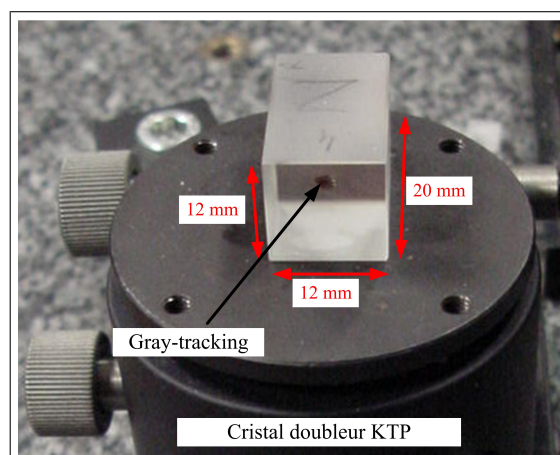


FIGURE 3.9 – Phénomène de gray-tracking dans le cristal doubleur KTP.

En répartissant l'énergie sur 20 micro-impulsions, on a donc favorisé une augmentation du signal crête et donc la détection en temps réel des photons X. Un autre effet de l'ASE est la dégradation de la qualité du faisceau. Pour conserver le mode TEM00, on

doit se limiter à une énergie dans la macro-impulsion de 50 mJ mesurée dans le vert¹, soit 2,5 mJ par micro-impulsion.

II.2 Utilisation du détecteur en temps réel

Pour pouvoir confortablement contrôler l'interaction et notamment le rapport signal sur bruit dans le tube à vide, l'utilisation du détecteur en temps réel devient nécessaire. Avant d'utiliser le couple ERLM-Photomultiplicateur pour la détection en temps réel, plusieurs détecteurs ont été utilisés. Les détecteurs à semi-conducteurs ont été décrits dans le chapitre précédent ainsi que les scintillateurs couplés au photomultiplicateur.

L'ERLM couplé à un photomultiplicateur est installé en face de la fenêtre de béryllium. Le signal obtenu est intégré sur toute la surface de la fenêtre en fonction du temps. Pour l'utilisation du détecteur en temps réel, le bruit de fond sur l'écran a été encore diminué par le positionnement d'un collimateur en plomb en aval de la fenêtre de béryllium. On retrouve sur l'oscilloscope de visualisation du signal la forme de la macro-impulsion (Figure 3.10). La luminescence spontanée de l'ERLM étant peu rapide, les micro-impulsions ne sont pas discernables.

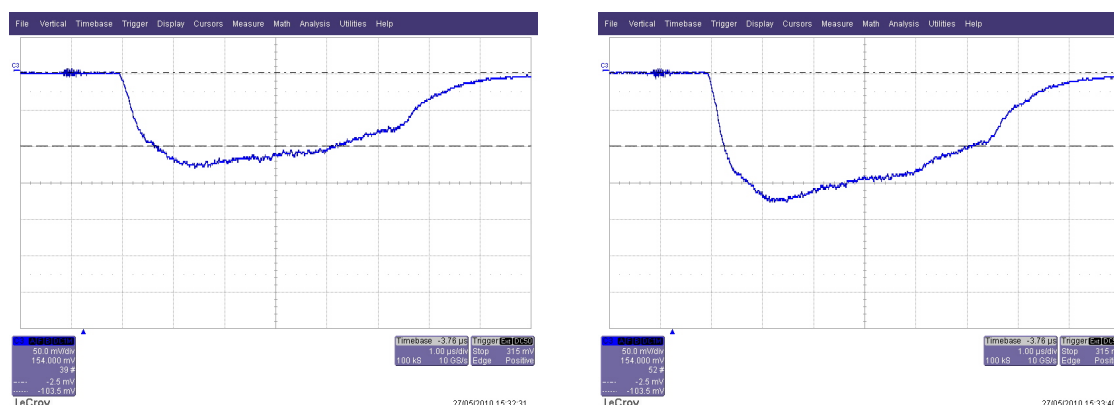


FIGURE 3.10 – Copie d'écran de l'oscilloscope montrant le signal sans laser (à gauche) et le signal avec laser et donc la présence de photons X (à droite) pour une macro-impulsion de 5 μ s.

Ce système permet de contrôler en temps réel le rapport signal sur bruit. Un interrupteur installé à proximité de l'oscilloscope permet d'ouvrir ou de fermer l'obturateur manuel du laser pour observer soit le signal superposé au bruit (Figure 3.10, à droite), soit le bruit uniquement (Figure 3.10, à gauche).

Une fois le signal de photons X obtenu, il est très difficile de réduire le bruit de fond en modifiant le transport car celui-ci conditionne la qualité du faisceau au point d'interaction. Une augmentation du rapport signal sur bruit s'obtient alors en optimisant le recouvrement spatial et temporel. On observe qu'en déviant légèrement le faisceau d'électrons avec les déviateurs situés sur la ligne de faisceau Compton, le rapport signal sur bruit aug-

1. Ce qui fait une énergie de 150 mJ dans l'infrarouge, on est à la limite d'endommagement des optiques avec cette configuration

mente. La figure 3.11 représente le meilleur rapport signal sur bruit obtenu par le détecteur en temps réel.

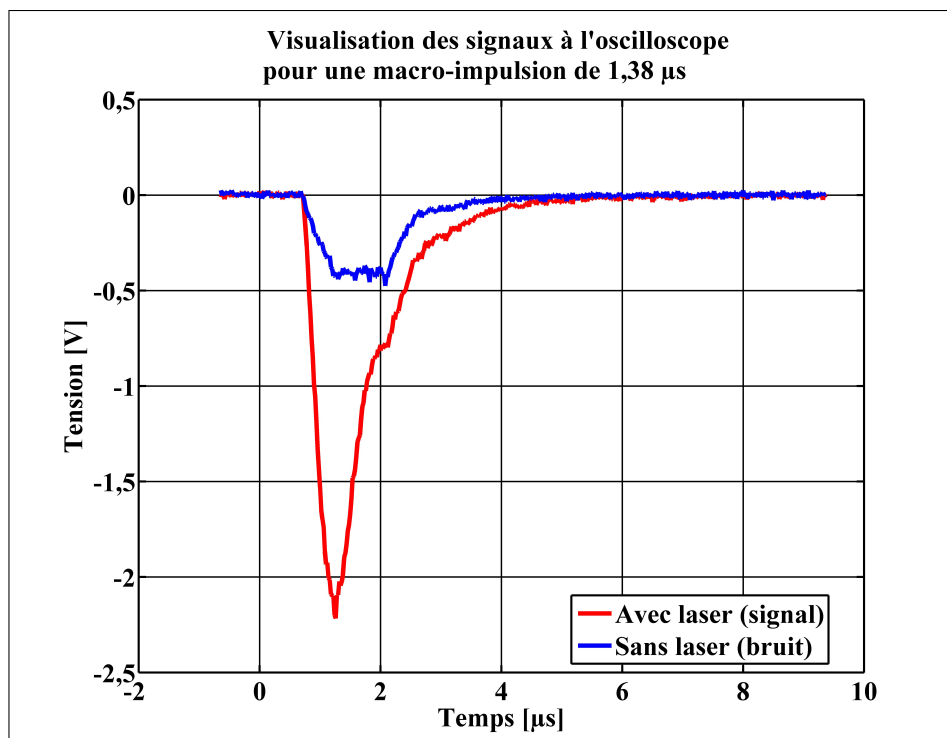


FIGURE 3.11 – Optimisation du rapport signal sur bruit par l’observation des signaux provenant du couple ERLM-photomultiplicateur, pour une macro-impulsion de 1,38 μs .

Comme expliqué dans le chapitre précédent, à cause du temps de montée du signal de 0,7 μs , il est préférable de travailler avec une macro-impulsion suffisamment longue (1,38 μs). Ce système de couplage d’un ERLM avec un photomultiplicateur pour la visualisation du signal en temps réel n’est utilisé que pour l’optimisation de l’interaction.

III Analyse des résultats

L’analyse des résultats nous permet d’étudier le cône de rayonnement et d’évaluer le nombre de photons X émis. Les profils des images extraites des ERLM sont données en unité PSL (PhotoStimulated Luminescence). Pour pouvoir passer d’un niveau PSL ou (PSL/mm^2) à un nombre de photons X, on utilise la réponse spectrale des ERLM, exprimée à travers la sensibilité en PSL/photon donnée en fonction de l’énergie des photons incidents. L’utilisation des ERLM en dosimètre permet quant à elle de donner un ordre d’idée de l’énergie du rayonnement. L’image étudiée dans ce paragraphe est celle qui a donné le meilleur rapport signal sur bruit visible sur la figure 3.11.

III.1 Étude du cône de rayonnement

III.1.a Obtention du profil expérimental

En travaillant avec des ERLM comme détecteurs de rayonnement X, on a l'avantage d'avoir la répartition spatiale des photons diffusés et donc de visualiser le cône de rayonnement des photons.

Les profils des images sont obtenus avec le logiciel de traitement MultiGauge développé par Fujifilm pour l'analyse des ERLM. Pour chaque irradiation d'ERLM avec laser (et donc production de rayonnement X) est associée une irradiation d'ERLM sans laser. Expérimentalement, on utilise deux écrans l'un après l'autre, positionnés au même endroit et centrés par rapport à la fenêtre de béryllium. En faisant la différence des deux profils on extrait le signal de photons X du bruit de fond. Les profils des images (Figure 3.12) permettent de récupérer le niveau PSL en unité arbitraire, intégré sur une surface "échantillon" de 0,1 mm (le long de la bande) x 6 mm (en transversal de la bande). On remarque que l'image ne forme plus un disque parfait comme sur les images des figures précédentes mais un disque légèrement aplati en bas et à droite. Cela est dû au collimateur en plomb installé pour réduire le bruit de fond sur le détecteur en temps réel.

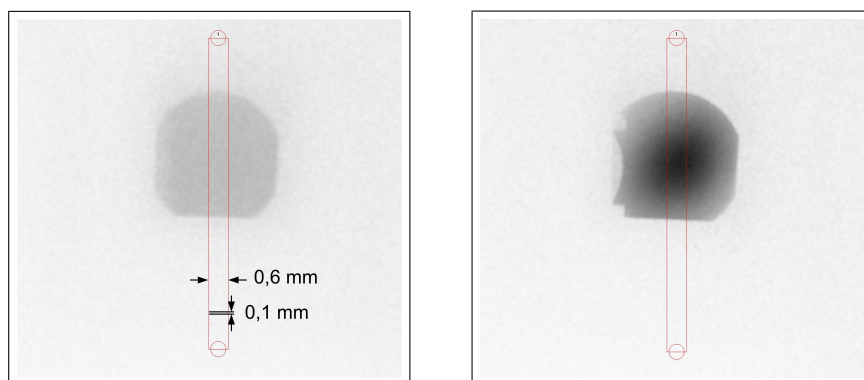


FIGURE 3.12 – Images des ERLM sans laser (à gauche) et avec laser (à droite) et la bande de largeur 6 mm permettant d'extraire les profils des images (en rouge).

Les caractéristiques des faisceaux mesurées lors de cette irradiation sont données dans le tableau 3.2. On remarque que l'émittance du faisceau d'électrons est proche du double de l'émittance typique d'ELSA après le demi-tour pour une charge faible. Pour à la fois optimiser le rapport signal sur bruit et la focalisation au point d'interaction, il a fallu se placer à un point de fonctionnement de la machine qui n'est pas habituel notamment en diminuant le courant dans la bobine anode placée en sortie du photo-injecteur. Cette diminution du courant dans la bobine fait augmenter l'émittance du faisceau notamment en sortie du demi-tour¹, par contre elle permet de focaliser le faisceau d'électrons au point d'interaction sous la centaine de micromètres et d'avoir un bon rapport signal sur bruit comme l'a montré la figure 3.11.

1. Cette augmentation d'émittance est confirmée par les simulations de dynamique de faisceau.

Tension de la cavité 144 MHz : ¹	1 700 kV
Tension de la cavité 433 MHz :	15 100 kV
Courant de la macro-impulsion :	17 mA
Durée de la macro-impulsion :	1,38 μ s
Charge de la micro-impulsion d'électrons :	0,24 nC
Énergie de la macro-impulsion laser (dans la casemate) :	70 mJ
Énergie de la micro-impulsion laser :	0,7 mJ
Taille du faisceau d'électrons au PI :	horiz. 70 μ m (rms) vert. 50 μ m (rms)
Émittance normalisée du faisceau d'électrons :	horiz. 30 μ m.rad (rms) vert. 20 μ m.rad (rms)
Taille du faisceau laser au PI :	60 μ m (rms)
Fréquence :	72 MHz
Durée de la micro-impulsion :	30 ps (LTMH)
Angle de collision α :	33 mrad
Durée de l'irradiation :	120 s

TABLEAU 3.2 – Tableau résumant les paramètres de l'interaction correspondant à l'observation de photons X de la figure 3.12.

On regarde préférentiellement le profil centré par rapport au cône de rayonnement pour avoir le niveau PSL maximal. La figure 3.13 représente les profils des images avec et sans laser. Le profil de l'image sans laser est remarquablement plat, signe que le bruit est bien homogène le long de ce profil.

La différence entre le profil avec laser et le profil sans laser nous donne le signal extrait du bruit de fond (Figure 3.14). On remarque tout d'abord le profil gaussien du faisceau diffusé, qui nous permet de connaître la largeur rms du profil.

Alors que théoriquement on attend plutôt un profil de la forme $f(\gamma\theta) = \frac{1 + (\gamma\theta)^4}{(1 + (\gamma\theta)^2)^5}$ (fonction Lorentzienne à la puissance 5), le profil expérimental est de forme gaussienne. Ce profil est la convolution de la distribution de la puissance angulaire diffusée par un onduleur laser (fonction Lorentzienne) avec la forme gaussienne des faisceaux électrons et laser.

1. Grâce au détecteur en temps réel et au fonctionnement en macro-impulsions courtes, il est plus facile d'optimiser le rapport signal sur bruit, on peut donc augmenter la tension dans la cavité du photo-injecteur.

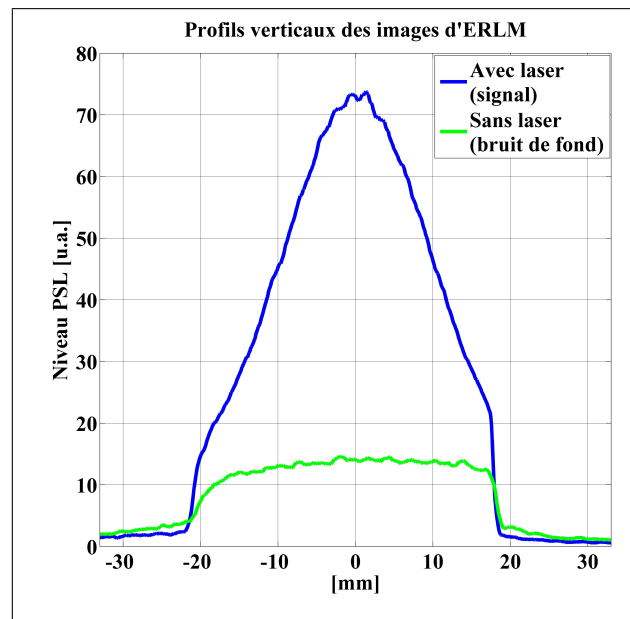


FIGURE 3.13 – Profil vertical du signal et du bruit de fond correspondant aux images d’ERLM de la figure 3.12.

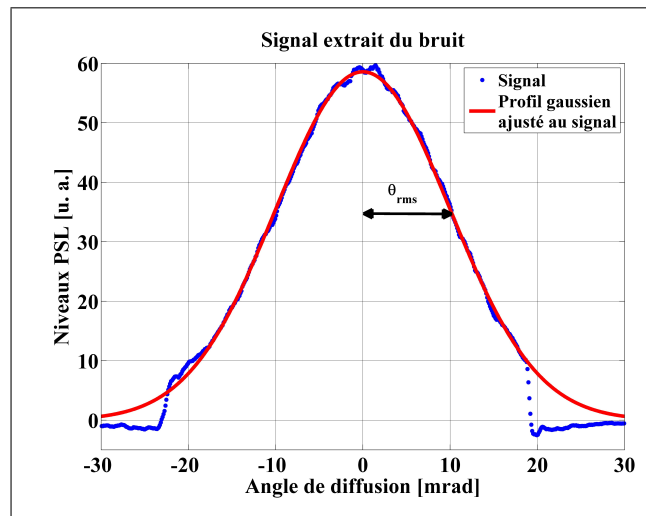


FIGURE 3.14 – Signal de photons X extrait du bruit et courbe gaussienne ajustée à ce profil. L’angle de diffusion est calculé à partir de la distance le long du profil mesurée à partir du centre du cône et de la distance du point source à l’ERLM.

Avec la mise en place du collimateur pour réduire le bruit de fond sur les détecteurs, la distance entre le point source et l’ERLM n’est plus de 860 mm comme donné précédemment mais de 930 mm. La mesure de la largeur rms de ce profil est $\theta_{rms} = 10$ mrad. Cette largeur est de l’ordre de grandeur de la valeur théorique : $\frac{1}{2,8\gamma} = 10,4$ mrad. Grâce à l’ajustement gaussien on peut évaluer, malgré la collimation par la fenêtre de béryllium, l’angle de diffusion dans lequel se trouve 90% du signal : 21,4 mrad et 99,7% du signal : 34 mrad.

On réalise ensuite, grâce au logiciel de traitement des images, la différence entre l'image avec laser et l'image sans laser (Figure 3.15).

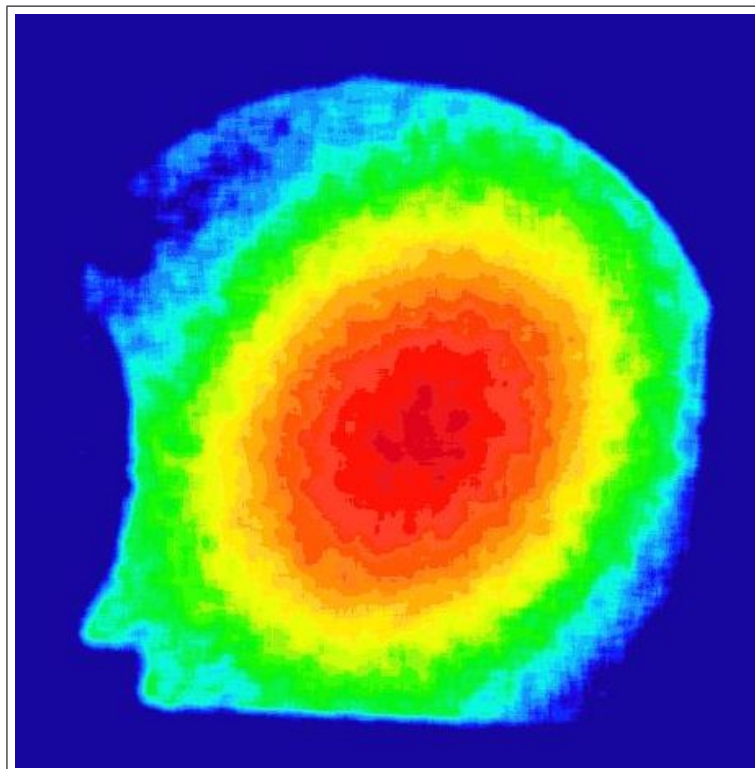


FIGURE 3.15 – Représentation en fausses couleurs et après filtrage du signal extrait du bruit (données expérimentales). Le rouge correspond aux niveaux PSL les plus élevés.

Cette représentation montre clairement que le cône n'est pas symétrique mais plutôt de forme elliptique et qu'il est incliné d'un certain angle. On pourrait expliquer cette orientation par le fait que les faisceaux ne sont pas symétriques et qu'il y a un certain angle de collision. Les simulations montrent que ce ne sont pas les seules raisons.

III.1.b Effets de la polarisation du faisceau laser

Les images des figures suivantes (Figure 3.16) ont été construites à partir des résultats du code CAIN. Les coordonnées des photons ont été projetées suivant le vecteur moment cinétique des particules sur un plan situé à la même distance du point d'interaction que les ERLM. En regardant la forme du faisceau projeté sur le plan, dans le cas de faisceaux parfaitement symétriques ($\epsilon_x = \epsilon_y$, $\sigma_{ex} = \sigma_{ey}$, $\sigma_{px} = \sigma_{py}$) et en collision frontale, on retrouve cette orientation si on insère dans le code la polarisation (l'orientation du champ électrique) du laser à travers les paramètres de Stokes défini dans le code. On voit que le flux émis n'est pas de révolution. Dans le cas d'une polarisation à 45° , on retrouve le même type d'image que celle obtenue expérimentalement.

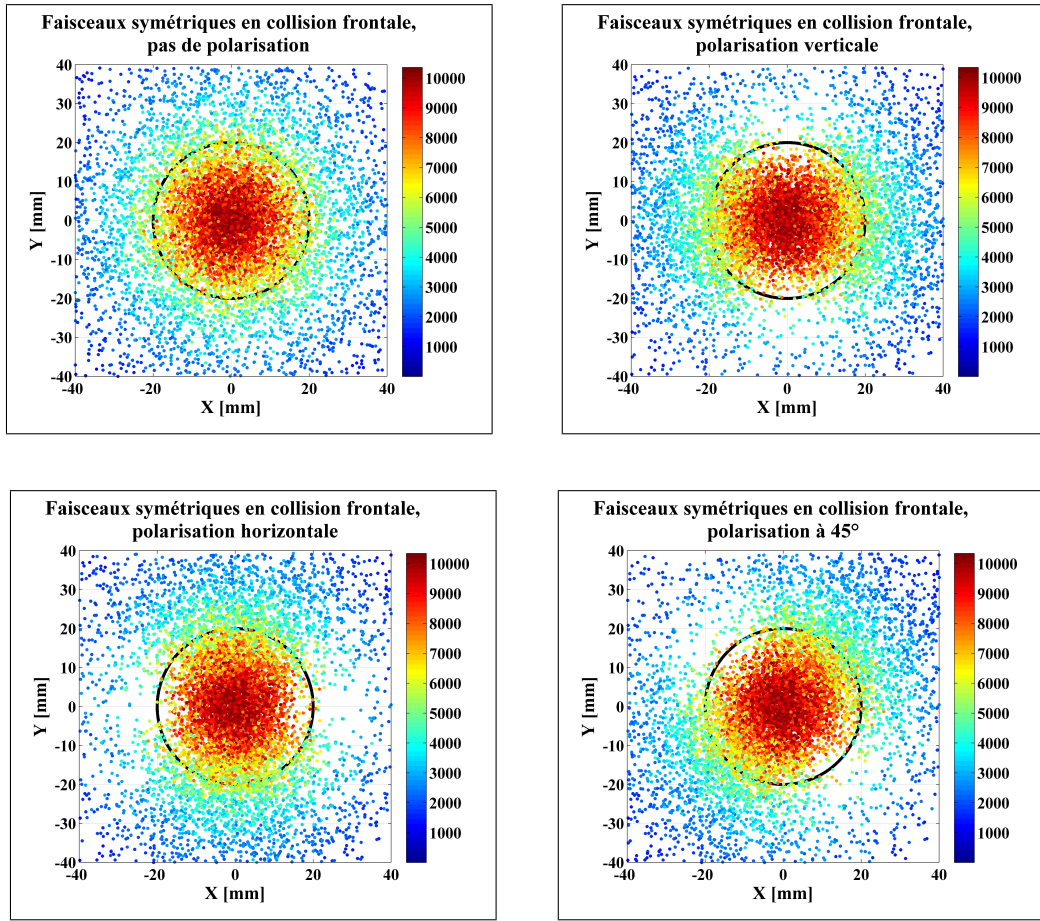


FIGURE 3.16 – Répartition des photons X sur un plan pour différentes polarisations du faisceau laser. Les couleurs correspondent à l'énergie du rayonnement exprimé en eV. Le cercle en noir est la représentation de la fenêtre de béryllium de diamètre 40 mm sur l'image simulée.

Pour expliquer cet effet de la polarisation sur la distribution des particules, il faut se placer dans le référentiel de l'électron et considérer la diffusion d'une onde électromagnétique par un électron au repos (diffusion Thomson). La figure 3.17 représente l'onde électromagnétique incidente ainsi que ses vecteurs unitaires de polarisation, l'électron immobile dans son référentiel et la direction d'observation de l'onde diffusée. L'angle θ est l'angle entre la direction de l'onde incidente et la direction d'observation de l'onde diffusée, l'angle ϕ est l'angle entre l'axe x et le projeté de la direction d'observation sur le plan de polarisation de l'onde incidente.

Dans le cas où est prise en compte la polarisation des ondes incidentes et diffusées, la section efficace différentielle s'exprime par :

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = r_e^2 |\vec{\eta} \cdot \vec{\alpha}|^2 \quad (3.1)$$

avec r_e le rayon classique de l'électron. $\vec{\eta}$ représente le vecteur polarisation de l'onde diffusée et $\vec{\alpha}$ le vecteur polarisation de l'onde incidente. Pour une onde incidente polarisée linéairement avec une polarisation parallèle à l'axe x, la distribution angulaire est donnée par [23] :

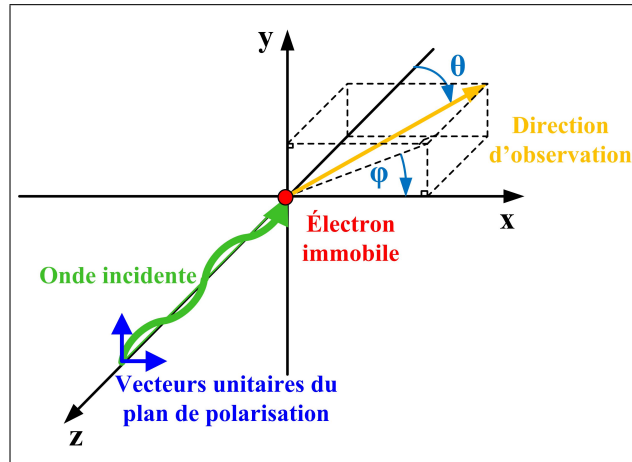


FIGURE 3.17 – Schéma de l'interaction dans le plan de polarisation du laser.

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = r_e^2 (\cos \theta \cos \phi - \sin \phi)^2 \alpha_x^2 \quad (3.2)$$

Dans ce cas, si la direction d'observation du faisceau diffusé est dans le plan (x,z), $\phi = 0$ et $\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = r_e^2 \cos^2 \theta$. Par contre, si la direction d'observation du faisceau diffusé est dans le plan (y,z), $\phi = \pi/2$ et $\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = r_e^2$. On comprend ainsi que la répartition des particules n'est pas la même dans les deux plans, la distribution des photons est plus étroite dans le plan où se situe la direction de polarisation de l'onde incidente.

Pour une onde incidente polarisée linéairement avec une polarisation parallèle à l'axe y, la distribution angulaire est donnée par [23] :

$$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = r_e^2 (\cos \theta \sin \phi + \cos \phi)^2 \alpha_y^2 \quad (3.3)$$

Si la direction d'observation du faisceau diffusé est dans le plan (x,z), $\phi = 0$ et $\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = r_e^2$. Par contre, si la direction d'observation du faisceau diffusé est dans le plan (y,z), $\phi = \pi/2$ et $\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega} = r_e^2 \cos^2 \theta$.

On retiendra donc que la distribution angulaire des particules est plus étroite dans le plan où se situe la polarisation de l'onde incidente comme le montrent également les simulations.

En simulant la collision de faisceaux asymétriques avec un angle de collision de 33 mrad, configuration proche de la configuration expérimentale mais pour une émittance deux fois plus faible que l'émittance mesurée, l'orientation de la répartition des particules est conservée par contre en filtrant cette figure, on remarque que le centre du cône n'est pas circulaire mais forme une ellipse inclinée dans l'autre sens (Figure 3.18).

Par contre si on applique au code l'émittance mesurée le jour de la mesure correspondant à la figure 3.15, ($\epsilon_x = 30 \mu\text{m.rad}$, $\epsilon_y = 20 \mu\text{m.rad}$) tout en gardant les caractéristiques des précédentes simulations, on s'aperçoit que les photons d'énergie élevée sont répartis

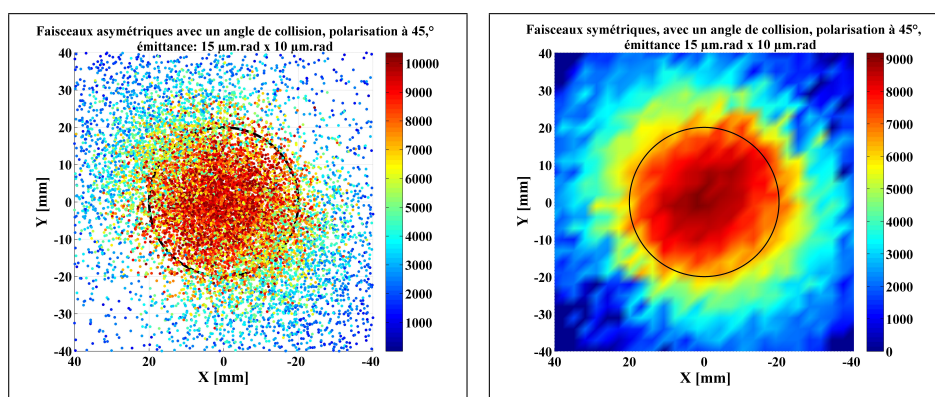


FIGURE 3.18 – Simulation de la répartition des photons X sur l'ERLM pour une configuration d'interaction proche de la configuration expérimentale avec une émittance de $\varepsilon_x = 15 \mu\text{m.rad}$, $\varepsilon_y = 8 \mu\text{m.rad}$. À gauche, l'image brute, à droite l'image filtrée (3 mrad x 3 mrad). Les couleurs correspondent à l'énergie du rayonnement exprimé en eV. Le cercle en noir est la représentation de la fenêtre de béryllium de diamètre 40 mm sur l'image simulée.

sur toute la surface d'observation et non pas concentrés au centre de la fenêtre de béryllium. Ces valeurs d'émittance du faisceau d'électrons créent une forte dispersion d'énergie du faisceau d'X mais également une dispersion des particules dans l'espace (Figure 3.19).

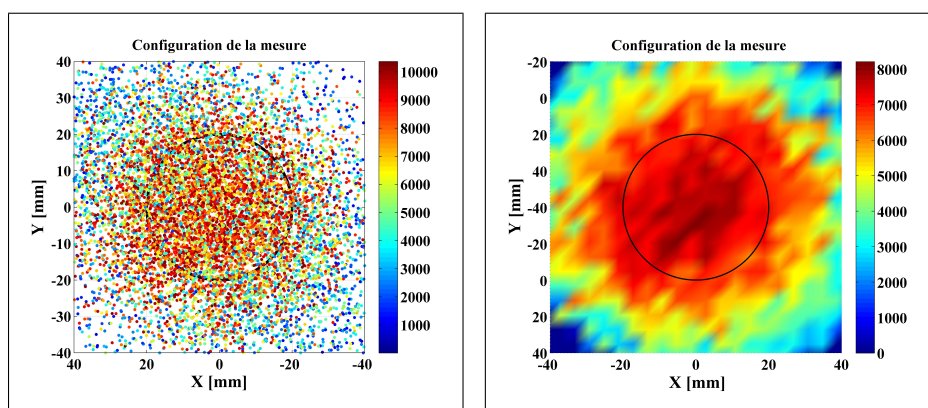


FIGURE 3.19 – Simulation de la répartition des photons X sur l'ERLM pour une configuration d'interaction proche de la configuration expérimentale avec une émittance de $\varepsilon_x = 30 \mu\text{m.rad}$, $\varepsilon_y = 20 \mu\text{m.rad}$. À gauche, l'image brute, à droite l'image filtrée (4 mrad x 4 mrad). Les couleurs correspondent à l'énergie du rayonnement exprimé en eV. Le cercle en noir est la représentation de la fenêtre de béryllium de diamètre 40 mm sur l'image simulée.

Ces représentations des simulations sont données dans le vide, et ne témoignent pas de la dose déposée sur l'écran. Cependant, il semblerait que l'image simulée obtenue avec une émittance inférieure à l'émittance mesurée corresponde davantage à l'image expérimentale. On peut supposer alors une surestimation de la mesure de l'émittance.

La polarisation du laser a été observée expérimentalement en amont du tube à vide en plaçant également un miroir semblable à celui placé sous vide. Plus de mesures sont nécessaires pour évaluer l'influence de la polarisation ou de l'émittance du faisceau d'électrons sur l'orientation du cône de rayonnement.

III.1.c Taille du cône de rayonnement

Maintenant que l'on a visualisé la répartition des photons dans le plan, on peut compléter l'étude sur la taille du cône de rayonnement. En fonction de l'orientation choisie pour la bande de mesure dans le plan de l'écran, la largeur du cône est plus ou moins grande (Figure 3.20).

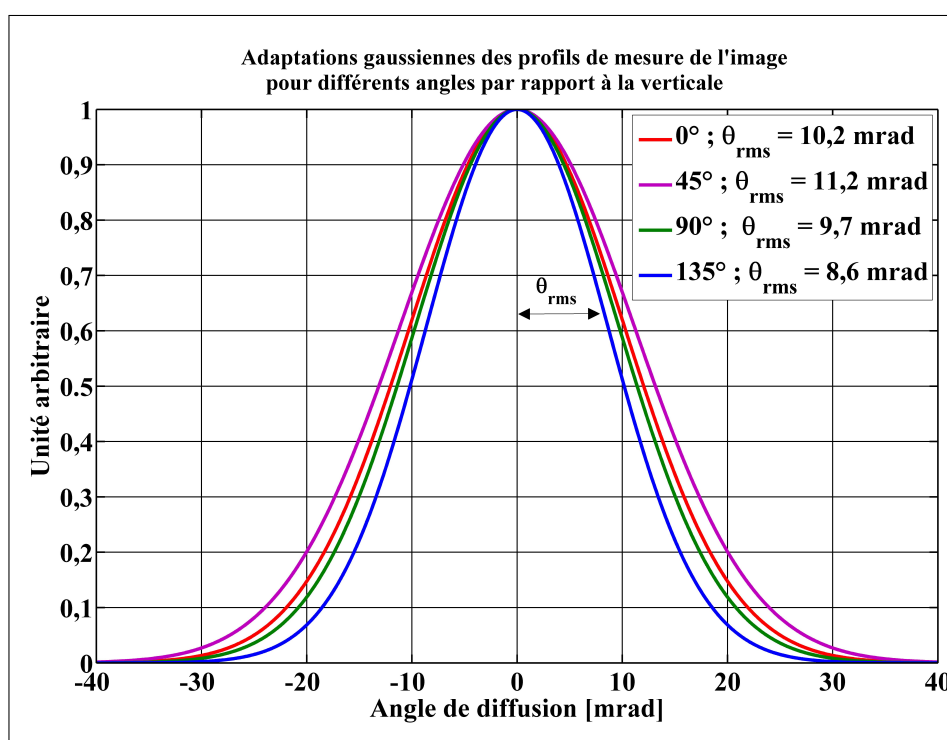


FIGURE 3.20 – Ajustement gaussien des profils correspondant au résultat expérimental de la figure 3.15 pour différentes orientations de la bande du profil de mesure, à partir de la direction verticale, dans le sens anti-trigonométrique.

On voit clairement que le cône de rayonnement est plus étroit dans la direction 135° que dans les autres directions. On note une différence de largeur angulaire de 2,6 mrad entre le profil à 45° et à 135°.

Ces profils expérimentaux extraits des images des ERLM ne correspondent pas directement au cône de rayonnement des photons X. En effet, ils ne sont que la réponse du détecteur (ERLM+scanner) au flux des photons X diffusés. Étant donné qu'un grand nombre de photons de basse énergie sont absorbés par les couches de matériaux situées en amont de la couche radiosensible, la largeur du profil obtenu sur le détecteur est inférieure à celle du cône réel.

Dans le chapitre précédent, on a établi la sensibilité des ERLM en PSL/photon incident en fonction de l'énergie des photons pour un écran situé derrière 200 μm de béryllium et 30 mm d'air. Cette sensibilité prend en compte la transmission des photons du point source à la couche radiosensible des ERLM.

En partant de la distribution angulaire de la puissance diffusée $\left(\frac{dP}{d(\gamma\theta)^2}\right)$ donnée par la théorie de l'onduleur dans la première partie de ce mémoire, on établit la réponse de l'ERLM à cette courbe théorique pour pouvoir la comparer avec la courbe expérimentale. La sensibilité des ERLM étant donnée en fonction de l'énergie des photons diffusés, on utilise pour connaître l'énergie des photons la relation entre l'angle de diffusion et cette énergie établie dans la première partie : $\left(E_X \sim \frac{4\gamma^2 E_p}{1 + \gamma^2 \theta^2}\right)$.

Pour se rapprocher de l'expérience, il faut considérer deux faisceaux réels et prendre en compte leurs caractéristiques géométriques. En fonction des paramètres de l'interaction donnés dans le tableau 3.2, on peut évaluer théoriquement la contribution des faisceaux à l'élargissement de la bande spectrale¹.

$$\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_T \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta E_X}{E_X}\right)_\varepsilon^2} \approx \frac{\varepsilon_n^2}{\sigma_e^2}$$

Dans le plan vertical, l'augmentation de la largeur de bande spectrale est de 16%, cela correspond à un angle de 11,7 mrad. En réalisant numériquement la convolution entre la courbe théorique et une courbe gaussienne de largeur rms 11,7 mrad, on obtient une courbe correspondant à celle d'un faisceau d'électrons réel (Figure 3.21).

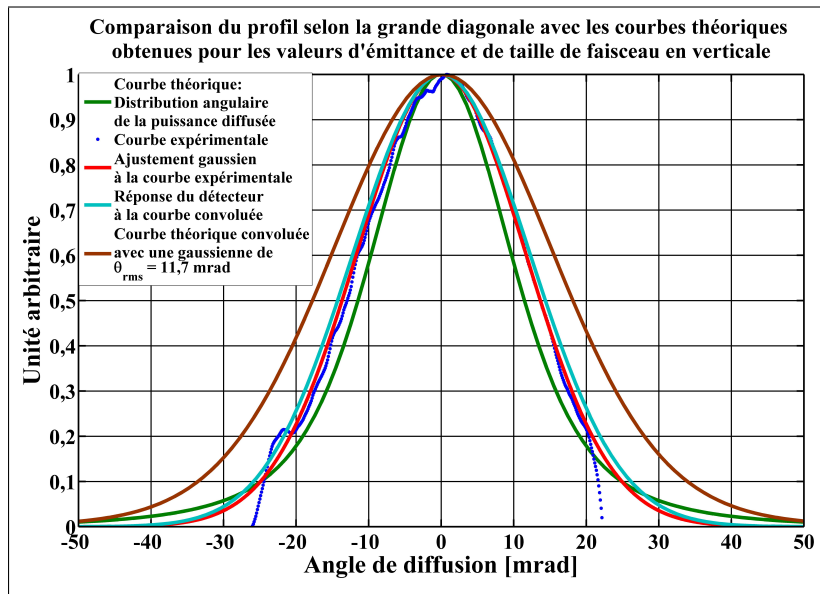


FIGURE 3.21 – Courbes théorique et expérimentales suivant la grande diagonale du cône de rayonnement.

La réponse du détecteur à la courbe réelle (en bleu cyan) est très proche du profil expérimental.

1. D'après les paramètres des faisceaux, les contributions du laser et de la dispersion d'énergie du faisceau d'électrons sont négligeables par rapport à la contribution de la géométrie du faisceau d'électrons.

Aux angles de diffusion plus élevés, l'estimation de la sensibilité du détecteur est davantage soumise aux erreurs de calcul car les photons qui ont une énergie plus faible sont plus sensibles aux matériaux traversés.

Avant de comparer les résultats des simulations avec les résultats expérimentaux, on regarde les différences entre la simulation et la théorie en terme de taille de cône de rayonnement. Pour des faisceaux symétriques sans polarisation, et dans ce cas avec une émittance très faible, les profils selon deux directions orthogonales (nommées verticale et horizontale pour plus de clarté) correspondent à la courbe théorique (Figure 3.22). Ces histogrammes sont obtenus à partir des images de simulations de la figure 3.16. On extrait à partir des coordonnées des particules un profil selon une certaine direction (horizontale ou verticale dans ce cas) et de même dimension que le profil expérimental.

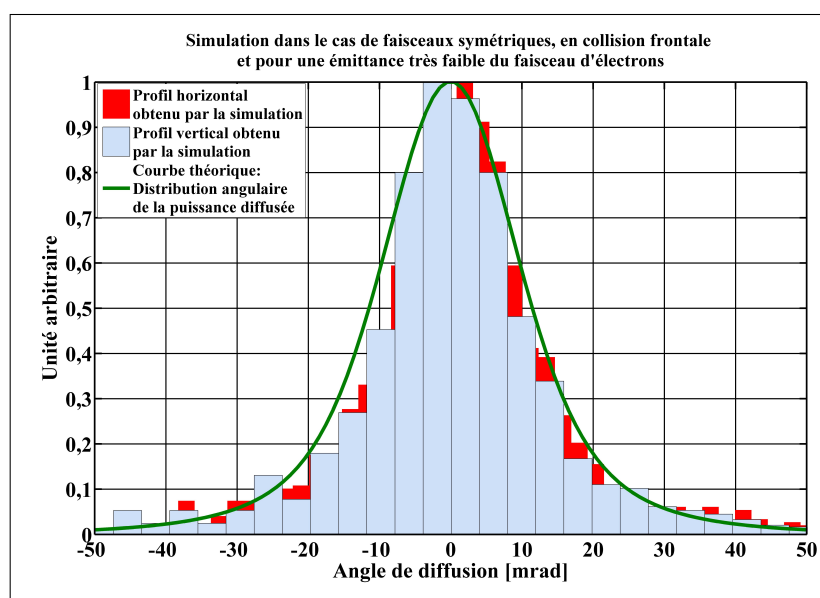


FIGURE 3.22 – Courbe théorique et profils obtenus par simulation pour des faisceaux symétriques en collision frontale non polarisé. L'émittance du faisceau d'électrons est dans ce cas de figure très faible.

En ne prenant pas en compte la polarisation du faisceau laser les profils obtenus par la simulation sont très proches du résultat théorique. Par contre en polarisant le laser verticalement, le cône de rayonnement est bien plus étroit en vertical que la courbe théorique (Figure 3.23). En horizontal, il est légèrement plus large que la courbe théorique.

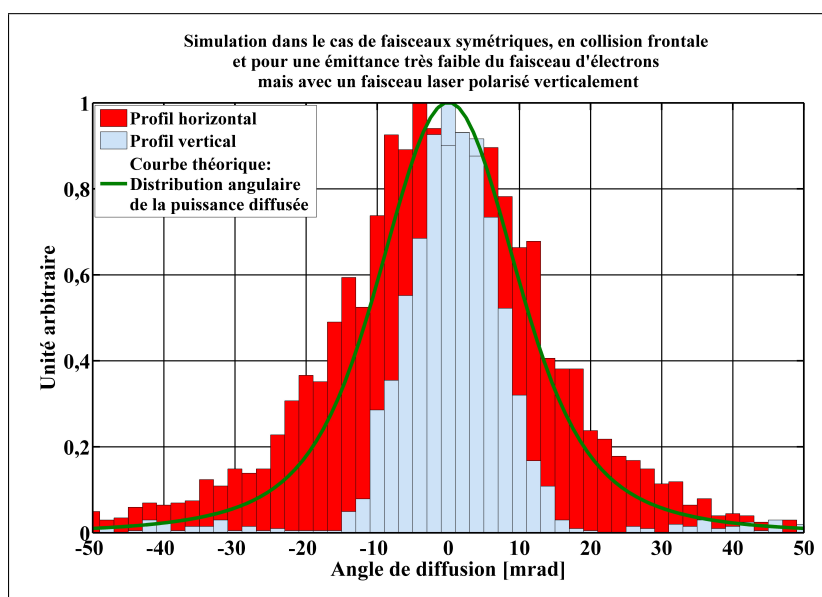


FIGURE 3.23 – Courbe théorique et profils obtenus par simulation pour des faisceaux symétriques en collision frontale, pour un faisceau laser polarisé verticalement. L'émittance du faisceau d'électrons est dans ce cas de figure très faible.

Pour pouvoir comparer les profils obtenus par la simulation avec les profils expérimentaux, on s'intéresse à la réponse du détecteur à la dose équivalente dans le vide.

Les figures suivantes 3.24 et 3.25 comparent directement les courbes théoriques, expérimentales et les histogrammes représentant la réponse du détecteur à une certaine dose équivalente dans le vide, obtenus par la simulation.

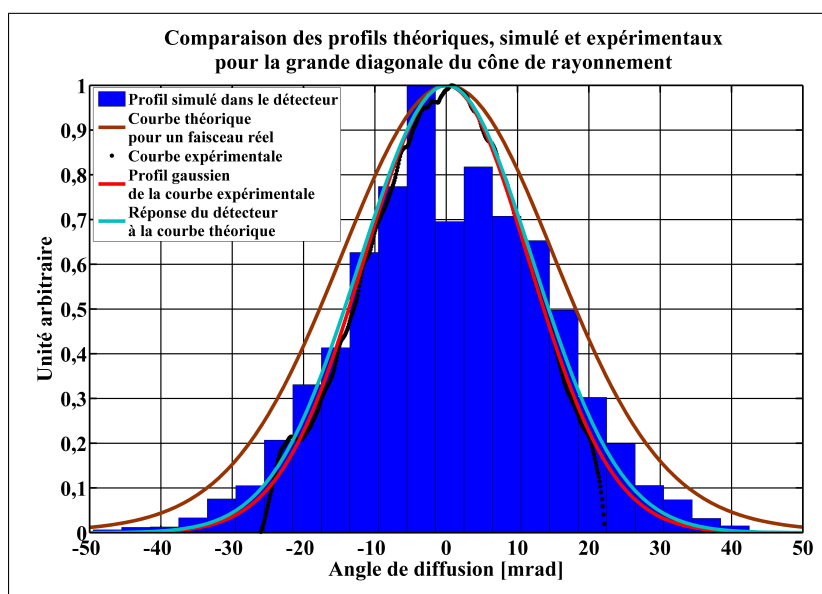


FIGURE 3.24 – Comparaison des profils théoriques et expérimentaux avec le profil simulé pour la grande diagonale du cône.

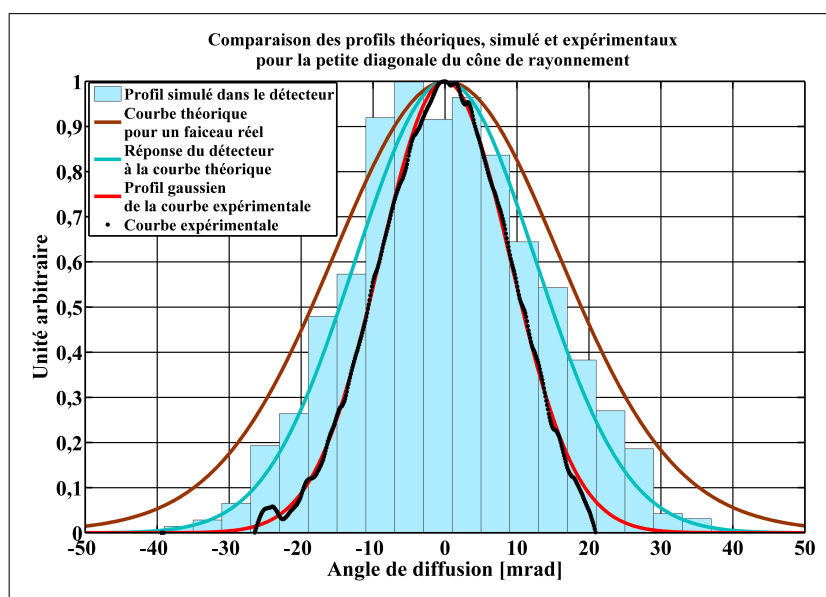


FIGURE 3.25 – Comparaison des profils théoriques et expérimentaux avec le profil simulé pour la petite diagonale du cône.

On a un bon accord entre le profil obtenu par la simulation et le profil expérimental notamment selon la direction de la grande diagonale du cône de rayonnement.

En diminuant l'émittance du faisceau d'électrons (en passant de $\epsilon_x = 30$ à $20 \mu\text{m.rad}$ et de $\epsilon_y = 20$ à $15 \mu\text{m.rad}$), l'accord entre la courbe expérimentale et la simulation est meilleur notamment dans le cas de la petite diagonale du cône (Figures 3.26 et 3.27). On a ainsi pour cette valeur d'émittance un accord correct entre les simulations et le résultat expérimental.

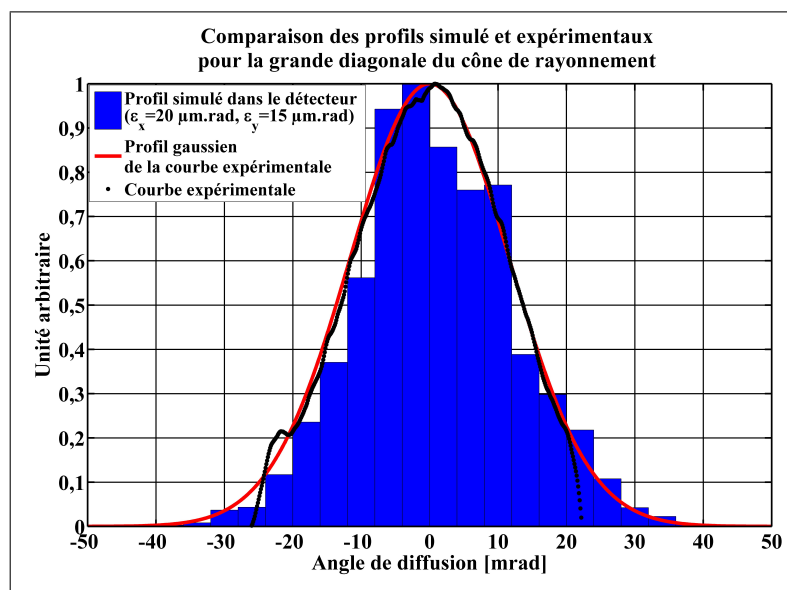


FIGURE 3.26 – Comparaison des profils théoriques et expérimentaux avec le profil simulé pour la grande diagonale du cône, pour des valeurs d'émittance inférieures aux valeurs expérimentales.

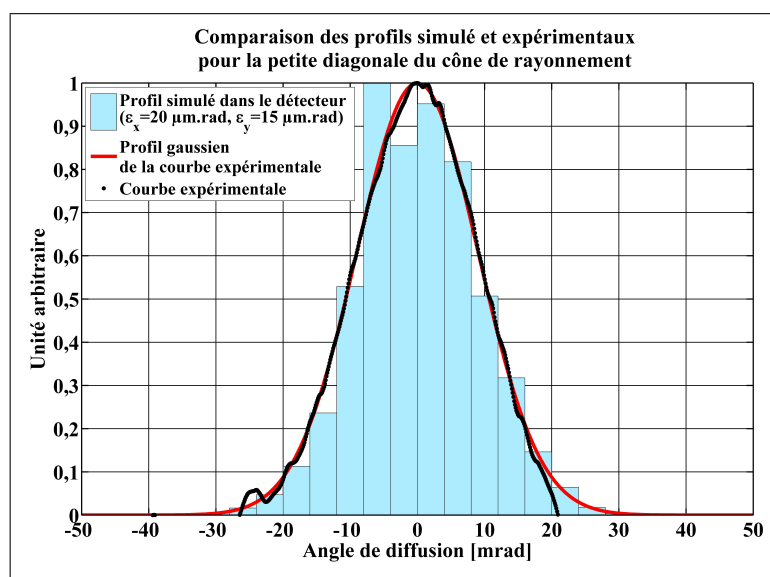


FIGURE 3.27 – Comparaison des profils théoriques et expérimentaux avec le profil simulé pour la petite diagonale du cône, pour des valeurs d’émittance inférieures aux valeurs expérimentales.

En comparant les profils obtenus par la simulation CAIN et les profils expérimentaux on peut confirmer que le cône de rayonnement correspond à ce que prédit la théorie. Cependant, il y a un léger désaccord entre la simulation et l’expérience pour le profil selon la petite diagonale du cône de rayonnement. On peut soupçonner l’influence des erreurs de mesure de l’émittance ou de la taille du faisceau d’électrons. Il est difficile de dire sans plus d’expérimentation quelle est l’influence de l’émittance sur l’une ou l’autre diagonale du cône de rayonnement. On a pu montrer également que la polarisation du laser incident jouait un rôle important sur le cône de rayonnement et notamment sur son orientation.

III.1.d Conclusion

Il est possible maintenant d’expliquer l’image de la figure 3.15 obtenue expérimentalement. Grâce à la théorie, nous savions que le faisceau de photons X est émis dans la direction du faisceau d’électrons dans un cône dont le profil a une largeur rms de l’ordre de $\frac{1}{2,8\gamma} = 10,4$ mrad. Nous savions également que l’émittance et la taille du faisceau d’électrons augmentent la largeur de bande spectrale et donc la largeur du cône.

Grâce aux simulations, et notamment à l’intégration de la polarisation du faisceau laser dans le code, on a pu expliquer la forme allongée et l’orientation de 45° du cône. L’accord entre les simulations et l’expérience est correct. On a pu reconstituer grâce aux simulations l’image et les profils obtenus expérimentalement. Les différences qui subsistent sont dues aux incertitudes de mesures, notamment au niveau de l’émittance du faisceau d’électrons et de la taille des faisceaux au point d’interaction. Ces conclusions confirment ce qui a été montré par W.J. Brown *et al.* [53], [140]. À partir du cône de rayonnement, il est possible de remonter précisément à l’émittance et à la taille du fais-

ceau d'électrons en connaissant tous les autres paramètres de l'interaction. Une mesure d'émittance en ligne serait ainsi possible.

III.2 Évaluation du nombre de photons produits

Les caractéristiques des ERLM étant bien connues, la calibration des écrans et les simulations Monte-Carlo permettent de donner une évaluation du nombre de photons diffusés.

Les profils des images extraits par le logiciel de traitement développé par Fujifilm pour l'analyse des ERLM sont donnés en unité PSL pour un rectangle d'une surface choisie ($6 \times 0,1 \text{ mm}^2$ dans le cas de la figure 3.28).

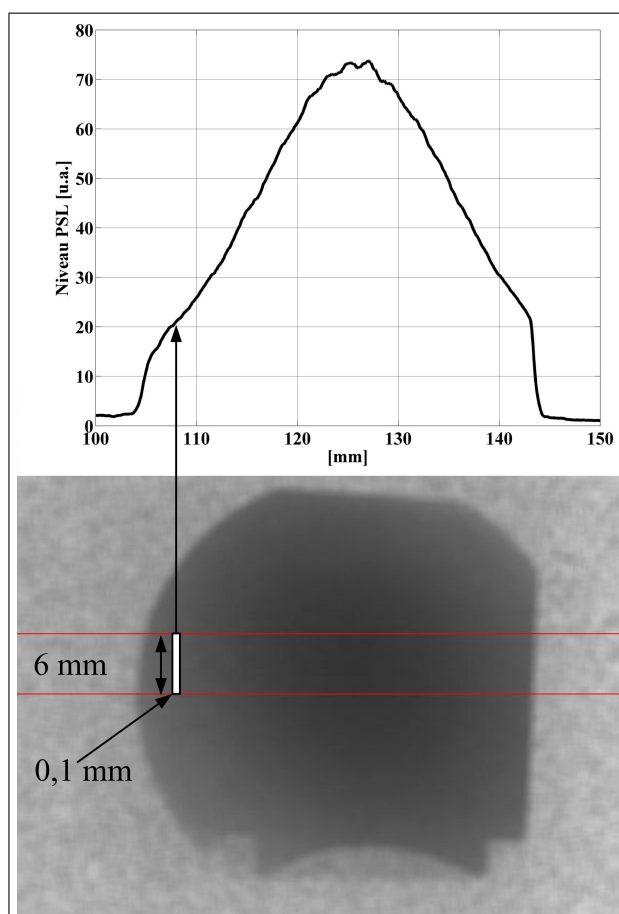


FIGURE 3.28 – Profil d'image extrait par le logiciel de traitement des ERLM.

En divisant chaque valeur d'unité PSL du signal extrait du bruit par la surface "échantillon" on obtient le nombre de PSL/mm^2 (Figure 3.29).

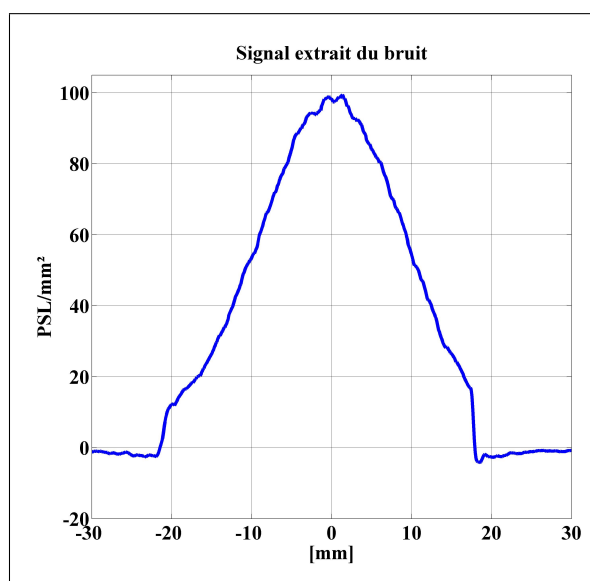


FIGURE 3.29 – Signal extrait du bruit converti en PSL/mm² en fonction de la distance le long de la bande de mesure.

Pour la suite, ce sont 100 bandes de largeur 0,4 mm qui sont extraites de l'image. On crée une matrice dont les éléments correspondent au nombre d'unités PSL pour un "échantillon" de 0,1 x 0,4 mm². On associe à cette matrice, une matrice de même dimension dont les éléments sont les angles de diffusion calculés à partir des coordonnées (x,y) de l'échantillon considéré et de la distance du point source à l'écran (Figure 3.30).

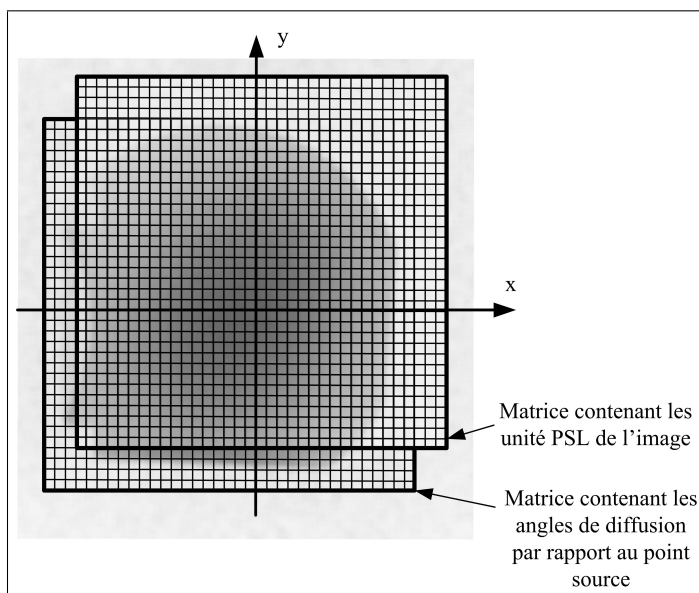


FIGURE 3.30 – Matrices contenant les données utilisées pour le traitement de l'image.

Les unités PSL peuvent être ensuite converties en PSL/mm² en les divisant par la surface des "échantillons" qui est cette fois de 0,4 x 0,1 mm².

Pour pouvoir associer ces unités PSL à un nombre de photons diffusés, on utilise la sensibilité du détecteur exprimée en PSL/photon incident. Or, les valeurs de sensibilité sont données en fonction de l'énergie des photons incidents. Étant donné que l'on ne peut connaître directement l'énergie des photons à partir de la lecture de l'ERLM, on peut récupérer cette énergie avec la relation liant l'énergie des photons X diffusés à l'angle de diffusion θ ou alors utiliser les résultats de la simulation.

Dans un premier temps il est possible de donner un intervalle du nombre de photons émis en suggérant que l'énergie moyenne des photons émis dans le cône de demi-angle 24 mrad (correspondant aux photons transmis à travers toute la surface de la fenêtre de béryllium) est comprise entre 5 et 8 keV. En intégrant sur toute la surface irradiée, le nombre de photons émis est compris entre 130 et 350 photons par micro-impulsion dans un cône de demi-angle 24 mrad. En sélectionnant les photons émis dans un cône de demi-angle 10 mrad, on obtient un intervalle de 60 à 160 photons par micro-impulsion.

En utilisant la relation $\left(E_X \sim \frac{4\gamma^2 E_p}{1+\gamma^2 \theta^2}\right)$, le nombre de photons émis dans le cône de demi-angle 24 mrad est de 100 photons par micro-impulsion. Il est de 40 dans un cône de demi-angle 10 mrad.

Par la simulation, réalisée avec les paramètres de faisceaux explicités au paragraphe précédent, on connaît l'énergie des photons et leur position sur le plan virtuel contenant l'ERLM. On associe ensuite la position d'un échantillon de PSL à celle d'un pixel virtuel de photons pour connaître l'énergie de cet échantillon. On obtient alors 300 photons par micro-impulsion pour le cône de demi-angle 24 mrad et 120 dans le cône de demi-angle 10 mrad.

On constate immédiatement que les résultats donnés en utilisant la relation cinématique liant l'énergie des photons diffusés à l'angle de diffusion sont en dehors de l'intervalle déterminé par l'énergie moyenne. La dispersion en énergie du rayonnement est trop importante pour pouvoir utiliser la relation cinématique. On comprend alors l'intérêt des simulations pour évaluer le nombre de photons émis. Le tableau 3.3 résume ces résultats.

Demi-angle du cône de rayonnement	Énergie moyenne (5-8 keV)	Énergie théorique	Énergie simulée
10 mrad	60-160	40	120
24 mrad	130-350	100	300

TABLEAU 3.3 – Résultats expérimentaux du nombre de photons émis par micro-impulsion calculés avec la sensibilité des ERLM en fonction de l'énergie moyenne du flux, en fonction de l'énergie calculée par la relation cinématique et en fonction de l'énergie des photons simulés.

Pour comparer ces résultats aux simulations, on somme dans la simulation les photons émis dans le cône de demi-angle considéré. On obtient alors 740 photons dans le cône de demi-angle 24 mrad et 150 photons dans le cône de demi-angle 10 mrad.

Il y a donc un facteur 2,5 entre le résultat de la simulation et le résultat expérimental dans le cas du cône de demi-angle 24 mrad et un facteur 1,3 dans le cas de cône de demi-angle 10 mrad. La simulation semble mieux décrire le centre du cône de rayonnement que l'extérieur du cône.

Sachant que la simulation donne un nombre de photons émis dans le cône de demi-angle 10 mrad inférieur d'un facteur 15 au nombre total de photons ($2,3 \cdot 10^3$), on peut évaluer à environ $1,8 \cdot 10^3$ le nombre total de photons émis par micro-impulsion lors de cette mesure. Le calcul théorique (pour des faisceaux idéaux) nous donne un nombre total de photons d'environ $3 \cdot 10^3$.

Bien que ces résultats numériques ne soient qu'une évaluation du nombre de photons émis, on retient qu'il y a un bon accord entre mesure et simulation. La différence d'environ un facteur 2 est due aux incertitudes de mesure notamment de l'émittance du faisceau d'électrons, de la taille des faisceaux au point d'interaction, du courant du faisceau d'électrons, de l'énergie du laser, mais également aux approximations faites lors de la calibration des écrans. Il est certain également que le code de calcul ne peut pas prendre en compte tous les paramètres de l'interaction.

Le tableau 3.4 résume sous différentes formes les résultats obtenus lors de la mesure du nombre de photons émis par la source optimisée.

Demi-angle de cône de rayonnement	10 mrad	24 mrad
Nombre de photons par micro-impulsion	120	300
Flux crête photons/s	$4,5 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{13}$
Flux moyen photons/s	$1,2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$
Flux crête surfacique photons/s/cm ²	$1,5 \cdot 10^{12}$	$7 \cdot 10^{11}$

TABLEAU 3.4 – Résultats expérimentaux obtenus.

Pour le calcul de la brillance du faisceau, on évalue le nombre de photons émis dans un cône correspondant à 10% de bande passante. On a vu que dans le cas de faisceaux idéaux le demi-angle du cône de rayonnement correspondant à 10% de bande passante est de 9,2 mrad. Pour des faisceaux réels, avec les paramètres de la mesure, il est de 15,5 mrad dans le plan horizontal et 14,8 mrad dans le plan vertical ².

Pour comparer avec les résultats de la simulation, on évalue le nombre de photons émis dans le cône de demi-angle 9,2 mrad ayant une énergie comprise entre l'énergie maximale des photons et 90% de cette énergie maximale. Les valeurs de ces calculs sont présentées dans le tableau 3.5.

2. Dans ce calcul n'est pris en compte que l'élargissement spectral due à l'émittance du faisceau d'électrons.

Méthode	"Expérimentale"	"Simulation"
Brillance crête pour 10% de largeur de bande spectrale photons/s/mm ² /mrad ²	1.10 ¹³	1,5.10 ¹²
Brillance moyenne pour 10% de largeur de bande spectrale photons/s/mm ² /mrad ²	1,3.10 ⁴	5.10 ³

TABLEAU 3.5 – Évaluation de la brillance du faisceau d’X pour un calcul basé une évaluation du cône de rayonnement (méthode expérimentale) et pour un calcul basé sur la simulation (méthode simulation).

Les résultats expérimentaux sont supérieurs aux résultats des simulations car ils prennent en compte tous les photons contenus dans le cône de rayonnement. L’utilisation d’un spectromètre X permettrait de connaître la brillance du faisceau avec plus de précision.

En considérant les valeurs d’émittance du faisceau d’électrons obtenues lors de cette mesure, il est nécessaire d’avoir recours à un monochromateur pour avoir un faisceau ayant une largeur de bande spectrale inférieure à 10%.

La figure 3.31 conclut ce paragraphe et présente le cône de rayonnement des photons X obtenu pour cette mesure.

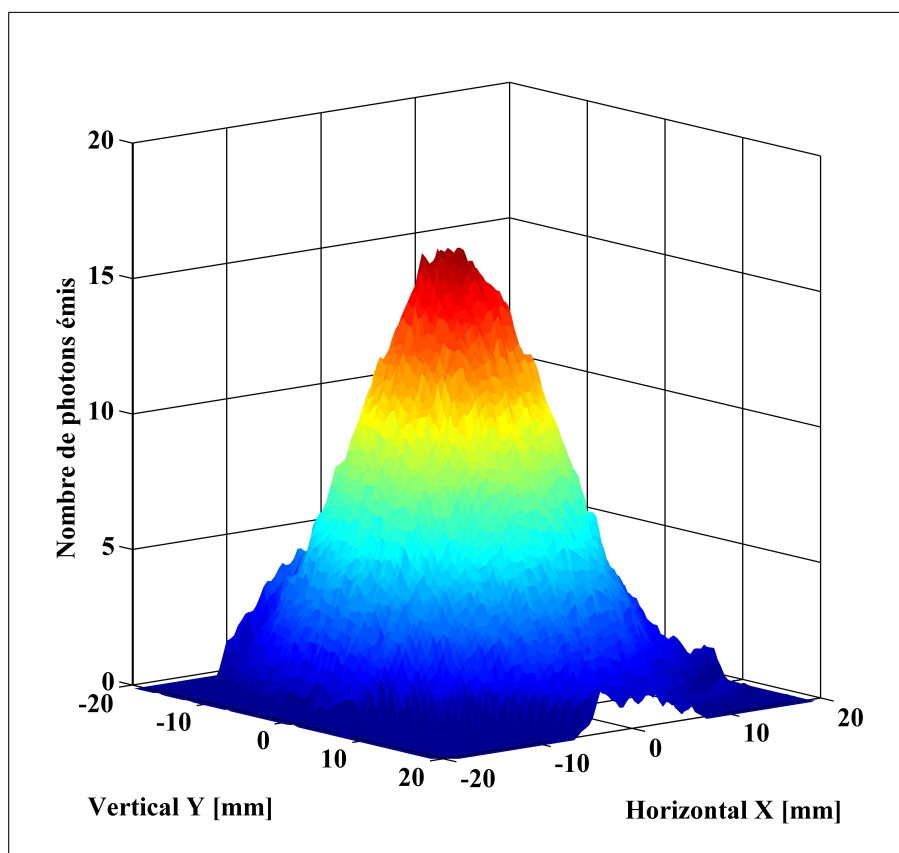


FIGURE 3.31 – Représentation en trois dimensions du nombre de photons diffusés correspondant au signal extrait du bruit des images de la figure 3.12.

III.3 Évaluation expérimentale de l'énergie du rayonnement

On a vu précédemment que la transmission des photons dans la matière dépend de leur énergie et qu'il est possible de simuler leur parcours dans différentes épaisseurs de matériaux.

Pour avoir une idée de l'énergie du rayonnement X visualisée sur les ERLM, on en superpose plusieurs couches que l'on irradie ensuite avec et sans la présence du laser d'interaction Compton (la figure 3.32 rappelle les images obtenues sur les ERLM pour cette mesure). On s'attend donc à ce qu'une grande partie de l'énergie du rayonnement X produit avec laser soit déposée sur le premier ERLM. C'est ce qu'on distingue clairement sur le graphique de la figure 3.33 : au-delà du premier ERLM, le rayonnement avec laser (donc le rayonnement produit par interaction Compton inverse) est rapidement absorbé, il est très réduit dans le second ERLM et pratiquement indétectable dans les suivants. En observant la courbe réalisée avec le bruit de fond, on remarque que le niveau sur le premier ERLM est faible. L'énergie du rayonnement avec laser est nettement plus faible que celle du rayonnement sans laser.

En effectuant la soustraction des deux signaux (Figure 3.34), on isole le signal avec laser. La pente de la courbe est alors plus raide, elle est significative de la transmission des photons entre le premier et le deuxième écran.

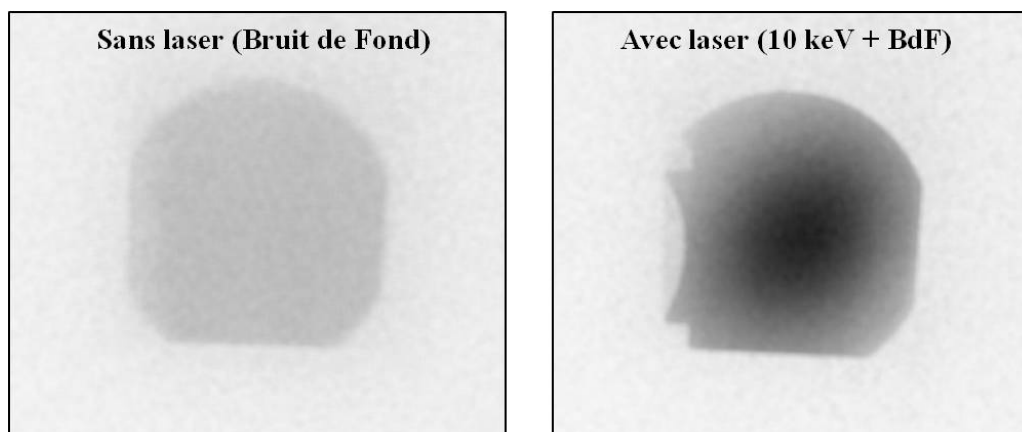


FIGURE 3.32 – Imagerie avec et sans laser par un ERLM.

En comparant maintenant les résultats expérimentaux de la figure 3.34 avec des simulations MCNP5 pour un rayonnement mono-énergétique compris entre 5 et 50 keV (Figure 3.35), on peut confirmer que le rayonnement produit par interaction Compton inverse est inférieur à 20 keV. Les courbes correspondant à 5, 10 et 15 keV sont très proches de la mesure expérimentale. On conclut que le rayonnement émis est compris entre 5 et 15 keV.

Pour pouvoir être plus précis sur l'évaluation de l'énergie, il faudrait disposer d'écrans plus fins, encore moins absorbants. Ce type d'écran n'est pas disponible actuellement.

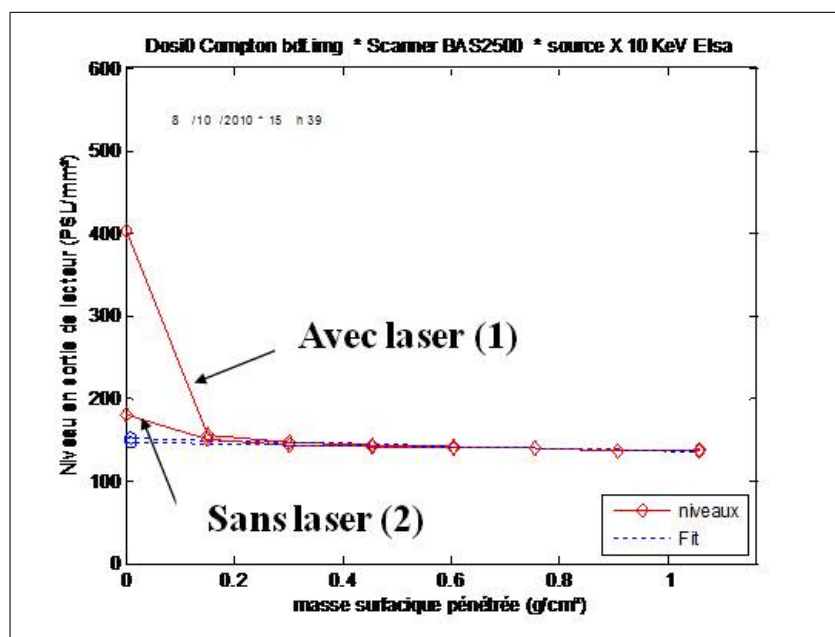


FIGURE 3.33 – Détection du rayonnement avec et sans laser par un empilement d’ERLM. Le niveau en PSL/mm^2 est exprimé en fonction de la masse surfacique pénétrée par le rayonnement en g/cm^2 . Chaque point de mesure correspond à un ERLM. Le signal avec laser (1) est superposé au signal sans laser (2).

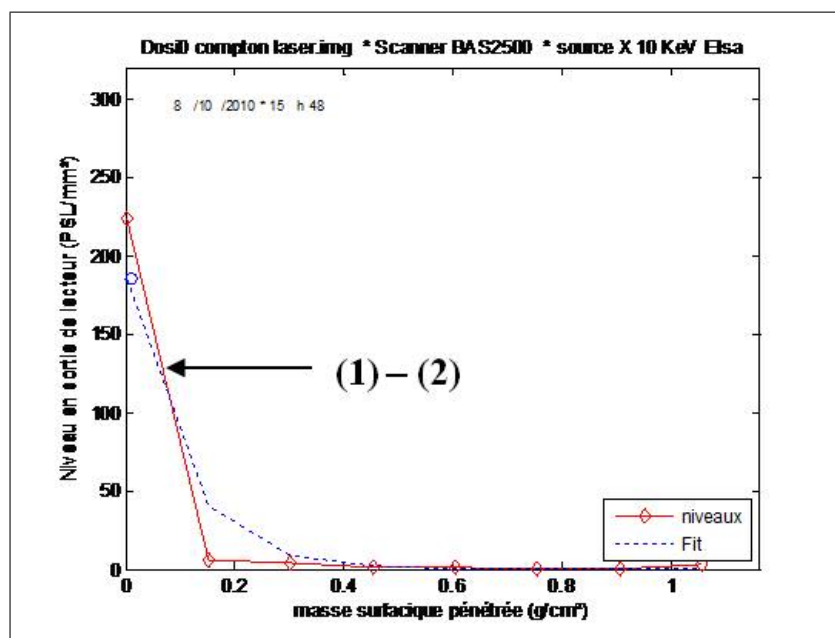


FIGURE 3.34 – Pénétration de la dose avec laser soustrait du bruit de fond par un empilement d’ERLM. Le niveau en PSL/mm^2 est exprimé en fonction de la masse surfacique pénétrée par le rayonnement en g/cm^2 . Chaque point de mesure correspond à un ERLM. La différence (1)-(2) permet d’exprimer le signal extrait du bruit.

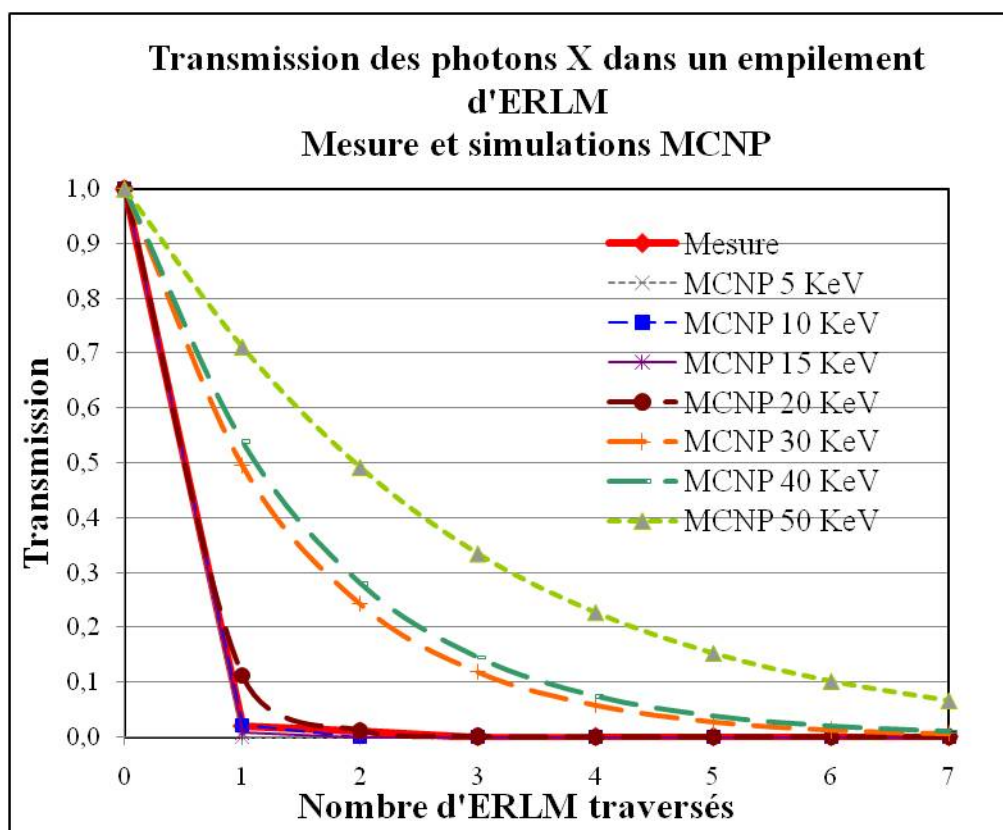


FIGURE 3.35 – Comparaison entre la mesure et les simulations MCNP (normalisés) de la transmission de photons X mono-énergétiques de 5 à 50 keV dans un empilement de 8 ERLM.

IV Réflexions sur l'amélioration de la source

Au terme de ces trois ans, les résultats expérimentaux obtenus sont tout à fait satisfaisants. Les prochaines semaines d'expérimentation permettront de travailler davantage sur le transport des faisceaux. Une étude paramétrique doit également être menée afin de bien comprendre l'influence des paramètres de l'interaction.

À court terme, il est prévu d'utiliser cette source pour tester des miroirs interférentiels multi-couches et des monochromateurs réalisés en interne.

Pour déterminer plus précisément l'énergie du rayonnement, l'idéal serait de disposer d'un détecteur pouvant être utilisé en tant que spectromètre. L'inconvénient de ces détecteurs basés sur un semi-conducteur (Ge, Si(Li)) est qu'ils ne sont pas suffisamment sensibles pour de faibles rapports signal sur bruit. Deux détecteurs pourraient être testés sur cette source : un détecteur au germanium pour les faibles énergies [141] et un détecteur au silicium associé à un transistor à effet de champ [142].

Avant de mettre en place de tels détecteurs sur la source, il pourrait être intéressant de travailler avec des matériaux ayant des seuils d'absorption dans la gamme 1-10 keV afin de pouvoir étudier la dispersion d'énergie du faisceau (Cu(9 keV), Zn(9,6 keV), ...).

Le nombre de photons produits n'est pas encore suffisant pour les applications envisagées sur cette source (étalonnage et caractérisation de détecteurs rapides). Pour améliorer le flux, plusieurs pistes sont envisagées :

Du côté du laser, il est indispensable de pouvoir augmenter la densité de puissance du faisceau au point d'interaction. On peut envisager pour cela d'ajouter un deuxième amplificateur sur la ligne Compton, en réalisant un faisceau plus gros pour ne pas endommager les optiques et le cristal doubleur. Cependant on sera toujours limité en énergie à cause de la tenue en flux du milieu amplificateur.

Pour pouvoir réduire la puissance crête du laser à l'intérieur du barreau de Nd :YAG, une idée est de diviser en deux le faisceau et de séparer les deux impulsions dans le domaine temporel. En amont de l'amplificateur, un cube séparateur de polarisation divise le faisceau, le faisceau principal passe directement dans l'amplificateur, le faisceau secondaire est dévié et parcourt un trajet plus long. Pour des impulsions de durées 30 ps (LTMH), un parcours secondaire supérieur de 40 mm au parcours principal permet de séparer convenablement les impulsions. En aval de l'amplificateur, les deux impulsions passent chacune dans un cristal doubleur de fréquence pour passer à 532 nm et sont recombinaisonnées par un cube séparateur de polarisation. Le faisceau n'est cependant plus polarisé en sortie. Il serait ainsi possible de multiplier par deux l'énergie laser, puisque la limitation ne provient que de la tenue au flux des surfaces optiques.

Pour améliorer le flux moyen, la plupart des projets de source Compton inverse propose d'installer une cavité Fabry-Perot possédant un facteur de qualité extrêmement élevé au niveau de l'interaction afin d'augmenter la puissance. Une idée un peu différente consisterait à monter une cavité de recyclage des photons. Le principe est de faire entrer les impulsions dans la cavité par une lame séparatrice de polarisation et une cellule de Pockels. En choisissant des miroirs convenablement traités, la transmission sur un aller-retour peut être proche de 0,98, ce qui permet plusieurs dizaines d'aller-retour

utiles (on considère que l'impulsion n'est plus utile à moins de 25% de l'énergie initiale). Avec 30 aller-retour, on conserve 25% de l'énergie initiale disponible. Ces 30 aller-retour permettent de gagner un facteur 17 dans l'utilisation de l'énergie disponible. Plusieurs configurations sont alors possibles pour amplifier les impulsions. Peu d'aménagements au niveau du tube à vide de l'accélérateur sont nécessaires pour mettre en place cette cavité au niveau de la zone d'interaction.

Enfin, une amélioration déterminante consisterait à faire évoluer le linac vers les plus hautes énergies. En passant de 18 à 40 MeV, l'énergie du rayonnement est multipliée par 5,5 et atteindrait 55 keV pour les photons à 532 nm et 28 keV pour des photons à 1064 nm. Pouvoir travailler dans l'infra-rouge permet de s'affranchir de la perte de puissance laser due à la conversion de fréquence. Du point de vue du faisceau d'électrons, une augmentation d'énergie permet d'accélérer plus de charge en utilisant des impulsions longues au niveau du photo-injecteur, comprimées par la suite dans le compresseur magnétique double alpha, et de pouvoir focaliser le faisceau sur un rayon plus petit. En plus de cela, l'augmentation d'énergie réduit le cône de rayonnement de demi-angle proportionnel à $\frac{1}{\gamma}$ et donc augmente la brillance du faisceau.

Conclusion

Le but de cette thèse a été de développer une source de rayonnement X par interaction Compton inverse sur l'installation ELSA. La rencontre entre le faisceau d'électrons accéléré jusqu'à 17 MeV et le faisceau laser de longueur d'onde 532 nm a produit des photons X d'énergie de l'ordre de 10 keV.

Nous avons tout d'abord étudié la théorie de l'interaction Compton inverse. Deux approches ont été développées, la première basée sur l'aspect particulaire de l'interaction a montré que la section efficace de l'interaction Compton inverse est équivalente à la section efficace de la diffusion Thomson. La seconde basée sur l'aspect ondulatoire, permet de faire l'analogie entre ce rayonnement et le rayonnement synchrotron dans un onduleur magnétique.

De ces deux approches, nous avons pu déduire les différentes propriétés du rayonnement Compton inverse : l'accordabilité et la forte dépendance angulaire de l'énergie, l'aspect pulsé du rayonnement, sa cohérence optique et sa polarisation. En terme de brillance, les sources Compton ne peuvent rivaliser avec les brillances des synchrotrons à cause notamment des limitations en puissance des systèmes laser. Ce sont cependant des sources considérées comme intenses par rapport aux tubes à rayons X. On a vu également en comparant les caractéristiques de cette source à celles des sources de rayonnement X existant dans la gamme 1-100 keV, qu'une machine de production de rayons X fonctionnant sur ce principe offre des possibilités complémentaires aux synchrotrons et aux tubes à rayons X.

L'étude des faisceaux d'électrons et laser d'ELSA ainsi que les simulations développées dans cette thèse ont eu pour objectif de mieux comprendre l'interaction et de choisir les paramètres de la machine permettant d'optimiser le rendement. Les résultats des simulations ont montré que la taille du cône de rayonnement calculé théoriquement est conforme aux résultats des simulations. On a montré également qu'on pouvait déduire de l'émittance du faisceau d'électrons un optimum de tailles de faisceaux électrons et laser pour maximiser le rendement. Pour les caractéristiques du faisceau d'électrons, on a vu qu'il était préférable de ne pas travailler à très forte charge mais plutôt à charge moyenne afin de conserver de bonnes propriétés géométriques au point d'interaction.

La majeure partie de ce travail de thèse était consacrée à l'expérimentation. Grâce à la disponibilité de l'installation ELSA pour ce projet, celui-ci a atteint son objectif : la production de rayonnement X par interaction Compton inverse. Les deux principales difficultés consistaient à faire interagir le faisceau d'électrons avec le faisceau laser et

à détecter le rayonnement produit. Pour régler le positionnement et la synchronisation des faisceaux au point d'interaction, un biseau en aluminium de 90° est intercalé sur le trajet des faisceaux lors des phases de réglages. Il fait alors office de double écran, un pour chaque faisceau. Il est retiré lors des phases de détection des photons X. Le rayonnement visible diffusé par les écrans venant soit du faisceau d'électrons soit du faisceau laser est ensuite récupéré par une caméra CCD pour visualiser le recouvrement spatial ou par une caméra à balayage de fente pour la synchronisation des faisceaux au point d'interaction. L'utilisation de ces caméras a nécessité l'installation d'un système optique approprié afin d'avoir un grandissement suffisant pour ajuster le positionnement des faisceaux l'un par rapport à l'autre mais également pour collecter le maximum de lumière. Une attention toute particulière a été apportée également au transport du faisceau d'électrons jusqu'au point d'interaction. Nous avons pu ainsi atteindre une taille de faisceau inférieure à $100\text{ }\mu\text{m}$.

Une première étude du rayonnement émis au niveau de la zone de détection a mis en évidence la présence de rayonnement de haute énergie provenant de l'intérieur mais aussi de l'extérieur du tube à vide. Il était important alors de privilégier l'utilisation de détecteurs sensibles au rayonnement de basse énergie. Après protection de la zone de détection, ce sont les écrans radio-luminescents à mémoire (ERLM) qui ont permis l'observation des photons X. La couche active de ces écrans absorbe les photons X de basse énergie et permet de stocker cette énergie en attendant d'être restituée par photostimulation. Grâce à la faible épaisseur de la couche radiosensible, le rayonnement de haute énergie n'est pas absorbé par cette couche, ce qui permet de détecter du signal même faible. L'image obtenue (donnée en unité PSL) est celle du rayonnement de photons X, intégré pendant tout le temps de l'exposition.

Le couplage d'un photomultiplicateur avec un ERLM permet de mesurer la luminescence spontanée émise pendant l'irradiation. Cette utilisation inhabituelle des ERLM en fait un détecteur en temps réel très sensible au rayonnement de basse énergie. Il est alors possible d'optimiser l'interaction tout en contrôlant le bruit de fond. Les ERLM se sont donc avérés être des détecteurs très sensibles au rayonnement de basse énergie permettant à la fois d'observer le profil du rayonnement diffusé, de quantifier l'interaction et sont suffisamment rapides pour être utilisés pour de la détection en temps réel.

Afin d'évaluer le nombre de photons émis, il a été nécessaire de déterminer la réponse spectrale de l'imageur (constitué de l'ERLM et de son lecteur) au rayonnement compris entre 1 et 12 keV. Ne disposant pas de source étalon dans cette gamme d'énergie, la réponse spectrale relative de l'imageur a été obtenue par des simulations Monte-Carlo en calculant la dose d'énergie déposée dans la couche radiosensible de l'ERLM puis a été recalée en absolu par une source étalon de 1,1 MeV. Cette calibration par la source de ^{60}Co de 1,1 MeV nous a fourni la réponse spectrale absolue de l'imageur également appelée sensibilité en PSL/photon incident. L'irradiation des ERLM par un générateur de rayons X d'énergie moyenne de 5,5 keV a confirmé les valeurs de la sensibilité obtenues dans la gamme 1-12 keV. À partir de la sensibilité, nous avons pu évaluer le nombre de photons émis par l'interaction. Les résultats expérimentaux obtenus sont conformes aux évaluations théoriques notamment en ce qui concerne la taille du cône de rayonnement.

Perspectives

L'objectif de cette thèse a été atteint, une source de rayonnement X de basse énergie est désormais disponible sur l'installation ELSA. Un premier travail de caractérisation a pu être effectué pour une énergie du faisceau d'électrons de 17 MeV. Les perspectives d'une telle source sont nombreuses :

Elle intéresse tout d'abord les laboratoires du CEA ayant besoin de caractériser des détecteurs ultra-rapides ou des miroirs dans le domaine des X mous. Des miroirs X sont notamment disponibles pour être testés prochainement. L'avantage de ces miroirs est qu'ils permettent d'améliorer le flux surfacique de la source et éventuellement de diriger le faisceau vers un échantillon. Il pourrait être intéressant également de mettre en place un monochromateur très sensible au flux de basse énergie afin de pouvoir utiliser cette source avec des largeurs de bande spectrale très faibles.

Grâce à cette source, un nouveau type de détecteur en temps réel, très sensible aux basses énergies a été expérimenté. Il serait peut-être intéressant de développer davantage ce concept pour améliorer la détection des rayons X de basse énergie dans un environnement bruyé.

Il est possible également grâce à une telle source d'améliorer les connaissances sur la dynamique du faisceau d'électrons. En effet, les caractéristiques du faisceau de photons X produits pourraient permettre de remonter aux caractéristiques du faisceau d'électrons incidents. Les qualités de cette source étant fortement liées à celle de l'accélérateur, une évolution de l'accélérateur (comme une augmentation de l'énergie du faisceau) ou du laser permettrait d'étendre la gamme d'énergie de la source ou produire un flux plus important.

Avoir mis en place cette source avec un dispositif de détection en temps réel, un procédé de quantification du flux produit et un système de mesure des paramètres de collision en fait une installation propice à l'étude approfondie de l'interaction Compton inverse.

Plus généralement, une source de rayonnement X par interaction Compton inverse permet de rendre compactes et accessibles financièrement des sources de lumière intense. Disposer d'installations de taille moyenne en complément d'un synchrotron a son intérêt. En effet, elles sont plus accessibles et permettent une plus grande liberté sur le programme expérimental, autorisant davantage les expériences exotiques. De plus, une installation compacte est un excellent moyen de formation car elle permet à l'expérimentateur de prendre part au fonctionnement de la machine et d'échanger avec l'équipe d'accueil pour optimiser la machine selon les besoins de l'expérimentation.

Il est à noter également qu'il est possible de concevoir une source de rayonnement X d'énergie bien supérieure à la gamme étudiée dans ce mémoire. Il suffit de disposer d'un accélérateur d'électrons suffisamment énergétiques. Les applications industrielles pourraient ainsi profiter d'une source très intense quasi-monoénergétique et accordable en énergie, pouvant remplacer les tubes à rayons X ou les sources radioactives

L'une des perspectives à plus long terme de ces sources est de préparer la recherche en accélérateur de particules par laser-plasma. Dans ce mémoire, ont été présentées brièvement les sources de lumière produite de façon entièrement optique. L'interaction Compton inverse dans un plasma pourrait être à l'origine des futures sources de lumière intense, cette fois extrêmement compactes puisque produites uniquement par un laser.

Que ce soit à l'échelle d'un laboratoire comme sur l'installation ELSA ou pour un projet de plus grande envergure, comme le projet THOMX, les perspectives d'une source de rayonnement X par interaction Compton inverse sont très prometteuses. C'est une source aux caractéristiques très flexibles dédiée naturellement à une grande variété d'application.

Conclusion personnelle

Lorsque par hasard, je découvris il y a trois ans et demi ce sujet de thèse alors que je cherchais un poste d'ingénieur, trois termes m'ont totalement emballés : "rayonnement X" pour le côté rayonnement ionisant, "accélérateur d'électrons" puisque c'était devenu mon domaine et "traitement du cancer" pour le côté médical, voie que j'aurai également aimée suivre. Trois autres termes, ne m'étaient pas très familiers, "laser", car ce domaine ne faisait pas partie de ma formation initiale, "linéaire" parce que j'étais plutôt partie dans l'étude des cyclotrons et "interaction Thomson" parce que je ne comprenais pas ce que faisait la diffusion Thomson dans la production de rayons X. J'appris en contactant Vincent que c'était une thèse CIFRE entièrement au CEA en collaboration avec THALES. Je pensais alors que je ne pouvais pas rêver mieux. L'accueil qui m'a été réservé au sein du laboratoire a largement confirmé cette impression.

Cette thèse correspondait exactement à ce que je cherchais en sortant de l'école. Un projet pluridisciplinaire et expérimental, au cœur même d'un laboratoire, sur un accélérateur de particules "à taille humaine". J'ai pu approfondir ce que j'avais appris, découvrir d'autres domaines comme la physique des lasers ou la détection de rayons X, et surtout mettre en pratique mes connaissances à travers l'expérimentation. Grâce à la disponibilité et à l'expérience de chaque membre du laboratoire, j'ai été formée sur les différents aspects du fonctionnement d'un accélérateur linéaire et sur tout ce qui à trait à la technologie des grands instruments. La facilité de communication et l'excellente ambiance au sein de l'équipe m'ont permis de prendre des initiatives, jusqu'à pouvoir piloter l'installation.

Cette collaboration entre deux grands organismes, le CEA et l'entreprise THALES, m'a permis de publier mais aussi de présenter mes travaux de thèse à de nombreuses reprises dans des conférences internationales. J'ai eu la chance d'être invitée à des ateliers de travail sur les sources compactes de lumière avec les plus grands spécialistes du domaine.

Annexes

I Présentation du code de simulation CAIN

La version utilisée dans cette étude, CAIN 2.35, prend en compte différents principes physiques :

- L'interaction coulombienne.
- La luminosité des interactions (e^+ , e^- , photons).
- Le rayonnement synchrotron créé par des électrons ou des positrons, la création de paires par des photons de haute énergie due au champ du faisceau.
- L'interaction de photons de haute énergie ou d'un faisceau d'électrons ou de positrons avec un faisceau laser incluant les effets non linéaires dus à un fort champ.
- Les interactions classiques et quantiques avec un champ extérieur constant.
- La création de paires e^+e^- incohérentes.
- Le transport de particules chargées à travers une ligne de faisceau.
- Pour chaque interaction, la prise en compte de la polarisation des particules.

CAIN s'exécute par l'invite de commande DOS. Le fichier d'entrée est un fichier .i et contient les définitions des faisceaux, du maillage, du temps d'exécution et des fichiers de sortie. Les fichiers de sortie sont au format TopDrawer (interface graphique utilisée par le LANL) mais l'utilisation de MATLAB (par exemple) pour traiter ces données offre davantage de possibilités.

Les commandes utilisées :

SET : permet de définir les paramètres et notamment ceux des faisceaux

```
SET    mm=1D-3, micron=1D-6, nm=1D-9, mu0=4*Pi*1D-7,
      psec=1e-12*Cvel,;

! Paramètres des électrons
SET ee=17E6, an=6.25e9*0.24, ! an:nombre d'électrons
  sigEz=12.7*psec, gamma=(ee/Emass)/Emass,
  !Emass:Energie de repos des électrons
  sigE=0.0015,
  sigEx=70*micron, sigEy=50*micron,
  emitx=30E-6/gamma, emity=20E-6/gamma,
  betax=(sigEx)^2/(2*emitx), betay=(sigEy)^2/(2*emity);

! Paramètres des photons laser
SET wl=532*nm, pulseE=0.7*mm, wlbar=wl/(2*Pi),
  sigLx=60*micron, sigLy=60*micron, raylx=2/wlbar*sigLx^2,
  rayly=2/wlbar*sigLy^2, sigLz=12.7*psec,
  tdl=2.0, ! tdl= facteur de dilatation (M^2)
  p0=pulseE*Cvel/[Pi*wlbar*sigLz*Sqrt(2*Pi*raylx*rayly*tdl^2)];

! angles de collision
SET alpha=0.03, phi=0.013;
```

Pour le calcul du paramètre p_0 qui est la densité de puissance du laser POWERDENSITY en W/m^2 , on divise l'énergie de l'impulsion laser pulseE par le volume d'une impulsion laser. En considérant que les trois dimensions suivent une fonction gaussienne :

$$\begin{aligned}
 \int \int \int \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_{Lz}^2}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{Lx}^2 tdl}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_{Ly}^2 tdl}\right) dt dx dy \\
 = \sqrt{2\pi\sigma_{Lz}^2} \sqrt{2\pi\sigma_{Lx}^2 tdl} \sqrt{2\pi\sigma_{Ly}^2 tdl} \\
 = \sqrt{2\pi}\sigma_{Lz} \sqrt{4\pi^2\sigma_{Lx}\sigma_{Ly} tdl^2} \\
 = \sqrt{2\pi}\sigma_{Lz} \sqrt{\frac{\lambda^2}{4} z_{Rx} z_{Ry} tdl^2} \\
 = \sigma_{Lz} \frac{\lambda}{2} \sqrt{2\pi z_{Rx} z_{Ry} tdl^2} \\
 = \pi\sigma_{Lz} \bar{\lambda} \sqrt{2\pi z_{Rx} z_{Ry} tdl^2}
 \end{aligned}$$

BEAM : définit les faisceaux en spécifiant leur direction (droite ou gauche), le type, le nombre, l'énergie des particules, et les paramètres de Twiss du faisceau. NP est le nombre de macro particules d'électrons entrant en jeu dans l'interaction. Le nombre d'électrons "réels" dans une macro particule d'électrons est de AN/NP. Plus NP est grand, plus les résultats sont proches d'un comportement réel par contre le temps d'exécution est très long. Il est également possible de lire les coordonnées des particules à partir d'un fichier.

```

! Faisceau d'électrons
BEAM RIGHT, KIND=electron,
AN=an, NP=800000, !NP: nombres de macro particules
E0=ee, TXYS=(0,0,0,0),
BETA=(betax,betay), ALPHA=(0,0), EMIT=(emitx,emity),
SIGT=sigEz, SIGE=sigE;

```

LASER : définit un laser et spécifie sa direction, sa longueur d'onde, sa densité de puissance, les vecteurs de la direction de propagation du laser définis sur la figure 36, la longueur de l'impulsion laser, la longueur de Rayleigh et les paramètres de Stokes (ξ_1, ξ_2, ξ_3) = (0, 0, 1) pour une polarisation linéaire selon E1, (ξ_1, ξ_2, ξ_3) = (0, 0, -1) pour une polarisation linéaire selon E2, (ξ_1, ξ_2, ξ_3) = (1, 0, 0) pour une polarisation linéaire selon (E1+E2)/ $\sqrt{2}$, (ξ_1, ξ_2, ξ_3) = (-1, 0, 0) pour une polarisation linéaire selon (E1-E2)/ $\sqrt{2}$ et (ξ_1, ξ_2, ξ_3) = (0, ± 1 , 0) pour une polarisation circulaire.

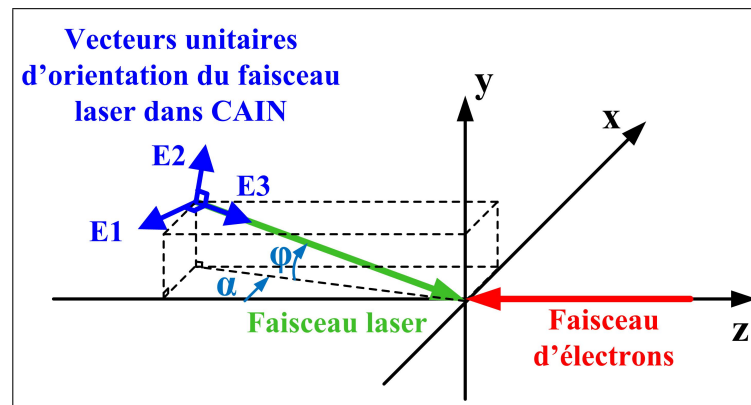


FIGURE 36 – Géométrie de l'interaction selon les paramètres de CAIN.

```
! Faisceau laser
LASER RIGHT, WAVELENGTH=w1, POWERDENSITY=p0,
TXYS=(0,0,0,0), E3=(-Sin(angle)*Cos(phi),-Sin(phi),Cos(angle)*Cos(phi)),
E1=(-Cos(phi)*Cos(angle),-Sin(phi),-Sin(angle)*Cos(phi)),STOKES=(1,0,0),
SIGT=sigt,
RAYLEIGH=(raylx,rayly),TDL=(tdl,tdl);
```

LASERQED : définit la méthode de calcul pour l'interaction entre le laser et les faisceaux de particules, dans notre cas, on étudie le processus COMPTON. NPH=0 signifie que le calcul n'utilise que le processus linéaire de l'interaction Compton inverse.

```
LASERQED COMPTON, NPH=0, PMAX=50, XIMAX=1.2*xi,
LAMBDA MAX=1.2*x;
```

PUSH et END PUSH : définissent la boucle d'exécution, le paramètre Time correspond au temps d'exécution.

```
PUSH Time=(-1*sigEz-1*sigLz, 1*sigEz+1*sigLz, 20);
ENDPUSH;
```

Les commandes permettant d'afficher les résultats des simulations sont les commandes PRINT et WRITE. WRITE écrit dans un fichier de sortie pouvant être défini à l'avance et PRINT directement sur l'invite de commande de DOS. WRITE et PRINT sont suivis d'une autre commande définissant les paramètres à écrire dans les fichiers de sortie.

```
! Fichier des données des macro particules d'électrons
WRITE BEAM, RIGHT, KIND=electron, FILE='electrons.dat';
! Fichier des données des macro particules de photons X
WRITE BEAM, RIGHT, KIND=photon, FILE='photons.dat';
! Fichier des données statistiques sur les électrons et sur les photons X
WRITE STAT, LONG, KIND=electron, FILE='statselectron.dat';
WRITE STAT, LONG, KIND=photon, FILE='statsphoton.dat';
```

Voici un extrait des fichiers de sortie avec la commande WRITE STAT :

```
+++Right-going photon      2531 macro particles  1.968D+07 real
Average (t,x,y,s)      1.799D-02-5.951D-06-3.804D-05 1.894D-02 m
R.m.s. (t,x,y,s)      8.119D-16 7.838D-04 9.216D-04 8.323D-03 m
Min (t,x,y,s)      1.799D-02-9.098D-03-1.447D-02-8.604D-03 m
Max (t,x,y,s)      1.799D-02 7.724D-03 1.181D-02 4.713D-02 m
Average (En,Px,Py,Ps)  5.138D+03-2.285D+00-2.720D+00 5.136D+03 eV
R.m.s. (En,Px,Py,Ps)  3.241D+03 7.934D+01 6.376D+01 3.242D+03 eV
Min (En,Px,Py,Ps)  3.934D+00-3.068D+02-1.281D+02 5.147D-01 eV
Max (En,Px,Py,Ps)  1.035D+04 2.927D+02 1.353D+02 1.035D+04 eV
Stokes (|Xi|,Xi1,Xi2,Xi3) 0.01625 0.00777 0.00000 -0.01427
+++Right-going electron 800000 macro particles  6.220D+09 real
Average (t,x,y,s)      1.799D-02 8.021D-08 3.593D-08 1.794D-02 m
R.m.s. (t,x,y,s)      3.013D-13 1.222D-04 3.706D-05 8.978D-03 m
Min (t,x,y,s)      1.799D-02-1.090D-03-2.030D-04-1.349D-02 m
Max (t,x,y,s)      1.799D-02 1.084D-03 2.018D-04 4.941D-02 m
Average (En,Px,Py,Ps)  1.700D+07 3.305D+02 4.391D+01 1.699D+07 eV
R.m.s. (En,Px,Py,Ps)  2.711D+04 1.591D+05 1.959D+04 2.714D+04 eV
Min (En,Px,Py,Ps)  1.690D+07-5.582D+05-6.872D+04 1.689D+07 eV
Max (En,Px,Py,Ps)  1.710D+07 5.596D+05 6.901D+04 1.709D+07 eV
Spin (|S|,Sx,Sy,Ss)  0.00000 0.00000 0.00000 0.00000
```

et avec la commande WRITE BEAM, pour chaque particule, on récupère son espèce, sa position dans l'espace, son énergie, son moment d'énergie et son spin :

```
!K GEN NAME Weight T(m) X(m)
1 2 7.7747D+03 1.7987D-02 2.2441D-04
1 2 7.7747D+03 1.7987D-02 2.7396D-04
Y(m) S(m)
-5.0123D-04 4.0272D-02
-2.5144D-04 4.0988D-02
E(eV)
7.4454D+03
9.0169D+03
Px(eV/c) Py(eV/c) Ps(eV/c)
5.0934D+01 -1.0722D+02 7.4444D+03
6.7182D+01 -4.9386D+01 9.0165D+03
Sx Sy Ss
-8.5726D-02 0.0000D+00 6.5735D-01
2.7982D-01 0.0000D+00 1.19267D-02
```

En traitant ce fichier, on peut obtenir le spectre en énergie des photons, la distribution des particules dans l'espace et beaucoup d'autres informations.

Une autre commande, PLOT permet d'avoir ces mêmes informations par l'intermédiaire de TopDrawer. On peut alors avoir par exemple l'histogramme des particules avec PLOT HISTO (Figure 37), mais également la distribution des particules dans l'espace

avec PLOT SCAT. Cette commande est utilisée pour avoir un aperçu du résultat de la simulation.

```
! Spectre en énergie des photons X
PLOT HIST, KIND=photon, RIGHT, H=En/1e3, HSCALE=(0,11,100),
HTITLE='Egamma (keV);',
TITLE='Photon Energy Spectrum;', FILE='histo.tdr';
```

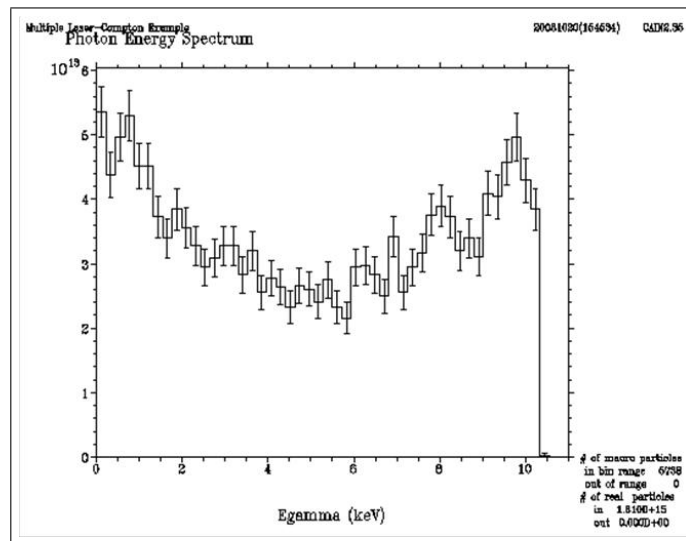


FIGURE 37 – Visualisation par TopDrawer du spectre des photons X diffusés à partir de la commande PLOT HIST

Toutes ces commandes PRINT, WRITE, PLOT, peuvent être insérées dans la boucle PUSH. Les fichiers de sortie affichent les données pour chaque pas d'exécution, on peut par exemple voir l'évolution du spectre en énergie en fonction du temps d'exécution ou réaliser une animation pour voir l'évolution des deux faisceaux, leur interaction et la diffusion des photons X.

TopDrawer n'étant qu'un programme de visualisation, un logiciel de développement est nécessaire pour traiter les données de sortie de CAIN. Il est possible soit d'utiliser le fichier créé pour TopDrawer (fichier .tdr) par la commande PLOT soit d'utiliser directement le fichier .dat créé par la commande WRITE. C'est le logiciel de développement MATLAB qui a été choisi pour ces nombreuses possibilités en calcul numérique, programmation, et interface graphique.

II Données techniques du PhotoMultiplicateur R2490-05 de l'entreprise HAMAMATSU

HAMAMATSU

 TECHNICAL DATA
Oct. 1992

PHOTOMULTIPLIER TUBE R2490-05

Stable Operation in High Magnetic Fields beyond 1 Tesla
2 Inch Diameter, Proximity Photocathode and Mesh Dynodes

GENERAL

Parameters		Ratings	Units
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420 ± 50	nm
Photocathode	Material	Bialkali	—
	Minimum Effective Area	36	mm dia.
Window	Material	Borosilicate glass	—
	Shape	Plano - plano	—
Dynode	Secondary Emitting Surface	Bialkali	—
	Structure	Proximity mesh	—
	Number of Stages	16	—
Base		21 - pin glass base	—
Suitable Socket		E678-21A (supplied)	—

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameters		Ratings	Units
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	2700	Vdc
	Between Anode and Last Dynode	250	Vdc
Average Anode Current		0.1	mA
Ambient Temperature		-80 to +50	°C

CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameters		Min.	Typ.	Max.	Units
Cathode Sensitivity	Quantum Efficiency at 390nm	—	20	—	%
	Luminous (2856K)	50	60	—	μA/lm
	Blue (CS No. 5-58 filter)	6	8	—	μA/lm-b
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	50	300	—	A/lm
Current	At 0 tesla	—	5.0 × 10 ⁶	—	—
Amplification	At 1 tesla	—	2.0 × 10 ⁵	—	—
Anode Dark Current (after 30min. storage in darkness)		—	200	2000	nA
Time Response	Anode Pulse Rise Time	—	2.1	—	ns
	Transit Time Spread (T.T.S.)	—	0.4	—	ns

※ Anode characteristics are measured with a voltage distribution ratio shown below.

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy16	P
Ratio	2	1	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage : 2500Vdc, K : Cathode, Dy : Dynode, P : Anode

※ UV Versions are also available; R4721 (UV window), R3386 (Synthetic silica)

Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subjected to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein.

II. Données techniques du PhotoMultiplieur R2490-05 de l'entreprise HAMAMATSU

PHOTOMULTIPLIER TUBE R2490-05

Figure 1: Typical Spectral Response

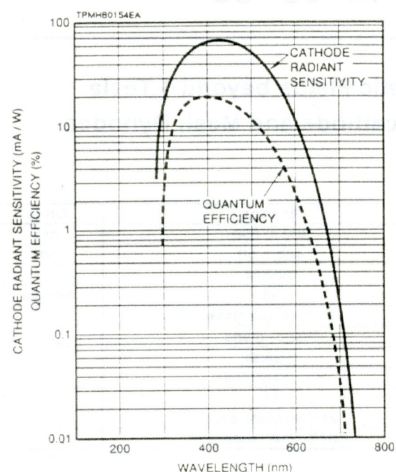


Figure 2: Current Amplification in Magnetic Field

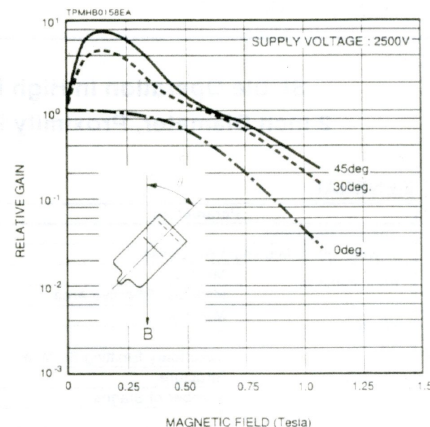
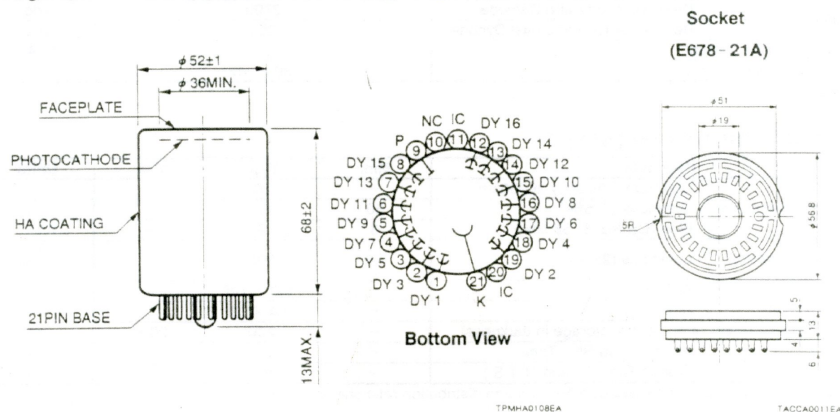


Figure 3: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit:mm)



HAMAMATSU

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Center

314-5, Shimokanzo, Toyooka-village, Iwata-gun, Shizuoka-ken, 438-01 Japan, Telephone: 0539/62-5248, Fax 0539/62-2205 Telex: 4289-625

U.S.A.: Hamamatsu Corporation, 360 Foothill Road, P.O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, Telephone: 1-908-231-0960, Fax: 1-908-231-1218

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Arzbergerstr. 10, D-8036 Hemsching am Ammersee, Telephone: 49-8152-3750, Fax: 49-8152-2658, Telex: 527731

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L., Z.A. DRLYTECH-BT 523, 3, Allée Du CDT-Mouchotte, Paray-Vieille-Poste, 91781 Wissous Cedex, Telephone: 33-1149 75 56 80, Fax: 33-1149 75 56 87, Telex: 262062

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited, Lough Point, 2 Gladbeck Way, Windmill Hill, Enfield, Middlesex EN2 7JA, Telephone: 44-81-367-3560, Fax: 44-81-367-6384, Telex: 927817 Photon G

Italy: Hamamatsu Photonics Italia S.R.L., Via Monte Grappa 30, 20020 Arese, Milano, Telephone: 39-21935 81 733, Fax: 39-21935 81 741

Spain: Hamamatsu Photonics España S.L., Calle Sabadell, 41-08191-Rubi, Barcelona, Telephone: 34-3 699 65 53, Fax: 34-3 588 19 66

Cat. No. TPMH1055E01

OCT. 1992 E

Printed in Japan (800)

Bibliographie

- [1] **R. H. Milburn**, «Electron scattering by an intense polarized photon field», dans Phys. Rev. Lett., vol. 10, n° 3, (1963), p. 75–77.
- [2] **F. R. Arutyunian et al.**, «The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams», dans Physics Letters, vol. 4, n° 3, (1963), p. 176 – 178, ISSN 0031-9163.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6X44-46SWMYC-1F/2/9e202f2f2fc3c2306546f4b6925e62eb>
- [3] **P. Coan, et al.**, «Phase contrast medical imaging with compact X-ray sources at the Munich-Centre for Advanced Photonics (MAP)», dans Nucl. Inst. & Meth. A, vol. 608, n° 1, Supplement 1, (2009), p. S44 – S46, Compton sources for X/γ rays : Physics and applications.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4WBT41V-1/2/89a8421720bfe4c67de0d6d963e344bc>
- [4] **P. Deman, et al.**, «Radiothérapie par rayonnement synchrotron», dans La Revue de Médecine Interne, vol. 31, n° 8, (2010), p. 586 – 589.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6VMG-507DJK1-2/2/05fe705601faeb32f3a8735a7cbb129c>
- [5] **P. Walter, et al.**, «A new high quality X-ray source for Cultural Heritage», dans Comptes Rendus de Physique, vol. 10, n° 7, (2009), p. 676 – 690, Physics and heritage.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6X19-4XFNCW2-3/2/19963c5a18d348c61f61075085159dc5>
- [6] **C. Bruni, et al.**, ThomX - Conceptual Design Report, Rap. tech., 2009, A. Variola, A. Loulergue, F. Zomer (eds.).
<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00448278/en/>
- [7] **GERAC**.
<http://www.gerac.com/>
- [8] **A. Setty**, «Beam Dynamics of the 50 MeV Preinjector for the Berlin Synchrotron BESSY II», dans IPAC 2010, WEPEA009.
- [9] **THALES Optronique S.A.**
<http://thales.nuxit.net/>
- [10] **R. H. Milburn**, «Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field», dans Phys. Rev. Lett., vol. 10, n° 3, (1963), p. 75–77.
- [11] **A. H. Compton**, «A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements», dans Phys. Rev., vol. 21, n° 5, (1923), p. 483–502.

- [12] **L. Landau, et al.**, Physique théorique, vol. 4, Électrodynamique quantique (Éditions MIR, 1989), 2^e éd.
- [13] **Michael E. Peskin, Daniel V. Schroeder**, An introduction to quantum field theory (Addison-Wesley Publishing Company, 1995).
- [14] **O. Klein et al.**, dans Z.f.Phys., vol. 52, (1929), p. 853–869.
- [15] **Y. Rephaeli**, «Comptonization of the Cosmic Microwave Background : The Sunyaev-Zeldovich Effect», dans Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 33, n^o 1, (1995), p. 541–579.
<http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.aa.33.090195.002545>
- [16] **U. Fano**, «Remarks on the classical and quantum-mechanical treatment of partial polarization», dans J. Opt. Soc. Am., vol. 39, n^o 10, (1949), p. 859–863.
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-39-10-859>
- [17] **H. A. Tolhoek**, «Electron polarization, theory and experiment», dans Rev. Mod. Phys., vol. 28, n^o 3, (1956), p. 277–298.
- [18] **D. Barber, et al.**, «The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA», dans Nucl. Inst. & Meth. A, vol. 329, n^o 1-2, (1993), p. 79 – 111, ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4731HF1-18/2/5aa65ae6efeac68f3e0048a0511bba24>
- [19] **T. Suzuki**, «General formulae of luminosity for various types of colliding beam machines.», dans KEK reports, vol. KEK-76-3.
- [20] **M. A. Furman et al.**, «Luminosity», dans LBNL-40178/CBP Note-229.
- [21] **P. Sprangle, et al.**, «Tunable, short pulse hard x-rays from a compact laser synchrotron source», dans Journal of Applied Physics, vol. 72, n^o 11, (1992), p. 5032–5038.
<http://link.aip.org/link/?JAP/72/5032/1>
- [22] **K. Wille**, «Synchrotron radiation», Joint Universities Accelerator School, Archamp, 2007.
- [23] **J. D. Jackson**, Classical electrodynamics (John Wiley and Sons Inc, 1999), 3^e éd.
- [24] **S. K. Ride, et al.**, «Thomson scattering of intense lasers from electron beams at arbitrary interaction angles», dans Phys. Rev. E, vol. 52, n^o 5, (1995), p. 5425–5442.
- [25] **J.-P. Nègre**, Conception d'un dosimètre à base d'un empilement d'écrans radio-photoluminescents à mémoire (ERLM) constitués de BaF(Br,I) :Eu²⁺, Rap. tech., 2010, en cours de publication.
- [26] **J.-M. Ortega**, «Rayonnement synchrotron et Laser à Electrons Libres (LEL)», Cours du parcours Physique et Technologie des grands instruments, Université Paris VI, Paris VII et Paris XI.
<http://deagi.lal.in2p3.fr/Enseignements/rs.htm>
- [27] **D. Attwood**, Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation : Principles and Applications (Cambridge University Press, 2000).

- [28] **G. Haouat**, «Production de rayonnement X avec ELSA», Communication privée.
- [29] **P. Rullhusen et al.**, Novel radiation sources using relativistic electrons from Infra-red to X-rays, Synchrotron radiation techniques and applications (World scientific, 1998).
- [30] **F. Salin, et al.**, «Source laser pour la production de rayons X de forte puissance moyenne par interaction laser-matière», dans Ann. Phys. Fr., vol. 17, (1992), p. 191–192.
<http://dx.doi.org/10.1051/anphys/1992038>
- [31] **P. Jaeglé**, «Lasers à rayons X», Laboratoire de Spectroscopie Atomique et Ionique, URA 775, Université Paris-Sud, Orsay, les lasers et leurs applications scientifiques et medicales.
<http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/4/pdf/t4p187.pdf>
- [32] **B. Zielbauer, et al.**, «Stable and fully controlled long-time operation of a soft X-ray laser for user application experiments», dans Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 100, (2010), p. 731–736.
<http://dx.doi.org/10.1007/s00340-009-3877-1>
- [33] **D. Zimmer, et al.**, «Optimization of a tabletop high-repetition-rate soft x-ray laser pumped in double-pulse single-beam grazing incidence», dans Opt. Lett., vol. 35, n° 4, (2010), p. 450–452.
<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-35-4-450>
- [34] **M. Labat, et al.**, «Coherent harmonic generation experiments on uvsor-ii storage ring», dans NIMA, vol. 593, n° 1-2, (2008), p. 1 – 5, FEL Frontiers 2007 - Proceedings of the International Workshop on Frontiers in FEL Physics and Related Topics.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4SFXK32-2/2/3516f20985667ac458543cbd0e182d04>
- [35] **T. Popmintchev**, «Phase matching of high harmonic generation in the soft and hard X-ray regions of the spectrum», dans Proc. Natl. Acad. Sci., vol. 106, doi : 10.1073/pnas.0903748106.
- [36] **A. Rousse**, Source de rayonnement X ultra-bref générées par interaction laser-matière et leurs applications, HDR, Université Paris Sud - Paris XI, Mai 2004.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00009576/PDF/tel-00009576.pdf>
- [37] **F. Albert**, Rayonnement synchrotron basé sur l'interaction laser-plasma en régime relativiste, Thèse de doctorat, École polytechnique, 2007.
http://pastel.paristech.org/4556/01/These_Falbert_Final.pdf
- [38] **K. Ta Phuoc, et al.**, «X-Ray Radiation from Nonlinear Thomson Scattering of an Intense Femtosecond Laser on Relativistic Electrons in a Helium Plasma», dans Phys. Rev. Lett., vol. 91, n° 19, (2003), p. 195001.
- [39] Areva, Sources ponctuelles et étendues. Sources X., Avril 2009.
http://www.lea-cerca.com/data/document/sources-x_fr_2009.pdf
- [40] **P. Régnard**, Intérêt du rayonnement synchrotron dans la thérapie des tumeurs cérébrales : méthodologie et applications précliniques, Thèse de doctorat, Univer-

- sité Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007, <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00323712/en/>.
- [41] **W. Zeman**, «Radiosensitivities of nervous tissues», dans *Brookhaven Symp Biol.*, vol. 14, (1961), p. 176–199.
 - [42] **J.-P. Mohen**, *L'art et la science. L'esprit des chefs-d'œuvres* (Gallimard, 1997).
 - [43] **W. A. Barletta et al.**, «Report of the basic energy sciences workshop on compact light sources workshop», Mai 2010.
 - [44] **M. Fehlmann, et al.**, «Phase-contrast imaging with hard X-rays», dans *Journal of Materials Science Letters*, vol. 16, (1997), p. 1521–1524.
<http://dx.doi.org/10.1023/A:1018579226054>
 - [45] **Y. Fedala**, Étude d'une cavité Fabry Pérot haute finesse à quatre miroirs pour des applications de production de rayons X et gamma par interaction Compton laser-électrons, Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 10 2008.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00343028/PDF/These%.pdf>
 - [46] **G. Moortgat-Pick, et al.**, «Polarized positrons and electrons at the linear collider», dans *Physics Reports*, vol. 460, n° 4-5, (2008), p. 131 – 243.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVP-4RJYV3F-1/2/4ab13ec4794a1b96b421ef1ec431809f>
 - [47] **La dépêche**, «L'Atrium : Un Centre de radiothérapie de dernière génération à la Clinique Pasteur», .
 - [48] **A. D'Angelo**, «Review of compton scattering projects», dans EPAC 1998, <http://accelconf.web.cern.ch/Accelconf/e98/PAPERS/TUZ02A.PDF>.
 - [49] **O. F. Kulikov, et al.**, «Compton effect on moving electrons», dans *Physics Letters*, vol. 13, n° 4, (1964), p. 344 – 346, ISSN 0031-9163.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6X44-46G551D-2P/2/57cea7c228dc6deb3841a47a325eaa3e>
 - [50] **C. Bemporad, et al.**, «High-energy photons from compton scattering of light on 6.0-gev electrons», dans *Phys. Rev.*, vol. 138, n° 6B, (1965), p. B1546–B1549.
 - [51] **N. Marquardt**, «Review of some selected experiments on laser electron-beam interaction», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. 455, n° 1, (2000), p. 70 – 79, ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6TJM-41NT9MX-G/2/1a1bbfa555d75e50c5f9d6b4a25da9b0>
 - [52] **M. Hosaka, et al.**, «Observation of intracavity compton backscattering of the uvsor free electron laser», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. 393, n° 1-3, (1997), p. 525 – 529, ISSN 0168-9002, *free Electron Lasers 1996*.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6TJM-3SPTFJX-95/2/57baefcfd4b980bb01663dfff8ed437f>
 - [53] **W. J. Brown, et al.**, «Experimental characterization of an ultrafast Thomson scattering X-ray source with three-dimensional time and frequency-domain analysis», dans *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 7, n° 6, (2004), p. 060702.

- [54] **C. P. Barty et al.**, «T-REX : Thomson-Radiated Extreme X-rays Moving X-Ray Science into the "Nuclear" Applications Space with Thompson Scattered Photon», 2004, <https://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/311971.pdf>.
- [55] **F. E. Carroll, et al.**, «Pulsed Tunable Monochromatic X-Ray Beams from a Compact Source : New Opportunities», dans *Am. J. Roentgenol.*, vol. 181, n° 5, (2003), p. 1197–1202, <http://www.ajronline.org/cgi/reprint/181/5/1197.pdf>.
<http://www.ajronline.org>
- [56] **Z. Huang et al.**, «Laser-electron storage ring», dans *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, n° 5, (1998), p. 976–979.
- [57] http://www.lynceantech.com/sci_tech_cls.html.
- [58] **O. Williams, et al.**, «Characterization results of the BNL ATF Compton X-ray source using K-edge absorbing foils», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. 608, n° 1, Supplement 1, (2009), p. S18 – S22, ISSN 0168-9002, Compton sources for X/ γ rays : Physics and applications.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6TJM-4WF4J08-1/2/92500658cce98a33e103e962ff7675a8>
- [59] **R. Schoenlein et al.**, «Generation of femtosecond x-ray pulses via laser-electron beam interaction», dans *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 71, n° 1, , p. 1–10.
- [60] **F. Kaertner, et al.**, «Compact, high-flux, short-pulse, X-ray source», Novembre 2006, pub. No. : US 2006/0251217 A1.
- [61] **K. Yamada, et al.**, «A trial for fine and low-dose imaging of biological specimens using quasi-monochromatic laser-Compton X-rays», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. 608, n° 1, Supplement 1, (2009), p. S7 – S10, ISSN 0168-9002, Compton sources for X/[gamma] rays : Physics and applications.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6TJM-4WDNKPP-2/2/e48a53e6751b4189fb950f97c2a548ed>
- [62] **R. Kuroda**, «Developpement of advanced quantum radiation source based on S-band compact electron linac», dans *IPAC 10, MOPEA062*.
- [63] **A. Masuda**, «Design of Linac based compact X-ray source via inverse Compton scattering at Waseda University.», dans *EPAC 2008 (2008)*.
- [64] **M. Yorozu et al.**, «Spatial beam profiles of femtosecond X-ray pulses generated by laser Compton scattering from a low-emittance electron beam», dans *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 76, n° 3, , p. 293–297.
- [65] **T. Natsui**, «Beam measurement experiment of X-band linac for Compton scattering X-ray generation», dans *IPAC 10, MOPEA010*.
- [66] **C.-X. Tang**, «A simulation study of Tsinghua Thomson scattering X-ray source», dans *Chinese Physics C*, vol. 33, n° II, (2009), p. 146–150.
- [67] **W. Pan, Q. Y. ; Xu**, «A Future Laser Compton Scattering (LCS) X-Ray Source : SLEGS at SSRF», dans *Synchrotron Radiation News*, vol. 22, n° 3.
- [68] **N. Huang, et al.**, «Driver linac design for a femtosecond head-on inverse Compton scattering X-ray source», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. In Press, Corrected

- Proof, ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6TJM-4YC1JYB-M/2/19315b8d6d1cc187e4375bbe91b72a>
- [69] **G. Priebe, et al.**, «First results from the Daresbury Compton backscattering x-ray source (COBALD)», vol. 7805, p. 780513 (SPIE, 2010).
<http://link.aip.org/link/?PSI/7805/780513/1>
- [70] **A. Bacci, et al.**, «Status of thomson source at sparc/plasmonx», dans Nucl. Inst. & Meth. A, vol. 608, n° 1, Supplement 1, (2009), p. S90 – S93, compton sources for X/[gamma] rays : Physics and applications.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4WB3N75-7/2/83f294515a406ba725c738c734d53478>
- [71] **W. Graves, et al.**, «MIT inverse Compton source concept», dans Nucl. Inst. & Meth. A, vol. 608, n° 1, Supplement 1, (2009), p. S103 – S105, ISSN 0168-9002, Compton sources for X/ γ rays : Physics and applications.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6TJM-4WB3N75-8/2/784a7efd5e1638f440fa54c1dae9589a>
- [72] **F. Hartemann**, «Overview of mono-energetic gamma-ray sources et applications», dans IPAC 10, TUPD098.
- [73] **I. Jovanovic**, «Laser systems for inverse Compton scattering gamma-ray source for photofission», dans IPAC 10, TUPEA036.
- [74] <http://www.mxisystems.com/specifications.html>.
- [75] **M. Fukuda**, «Status and Future Plan of the Accelerator for Laser Undulator Compact X-ray Source (LUCX)», dans IPAC 10, TUPD089.
- [76] **M. Gorbunkov, et al.**, «Optical unit of Laser-Electron X-ray Generator designed for medical applications», dans Nucl. Inst. & Meth. A, vol. 608, n° 1, Supplement 1, (2009), p. S32 – S35, ISSN 0168-9002, Compton sources for X/[gamma] rays : Physics and applications.
<http://www.sciencedirect.com/science/Article/B6TJM-4WB3N75-2/2/87b85d88b4fff99adf9544f685cd1649>
- [77] **E. Bulyak**, «Gamma-ray source for nuclear resonance fluorescence based on Compton storage ring», dans IPAC 10, MOPEA038.
- [78] **K. Koyama**, «All-optical hard X-ray sources and their application to nuclear engineering», dans IPAC 10, THPEC004.
- [79] <http://www.synchrotron-soleil.fr/portal/page/portal/SourceAccelérateur/Brillance>.
- [80] <http://www.esrf.eu/Accelerators/Performance/Brilliance>.
- [81] **J. N. Galayda**, «The first angstrom x-ray free-electron laser», dans IPAC 10, MOYAMH01.
- [82] **J.-M. Ortega**, «Développements récents des Laser à Electrons Libres»,
<http://www.cnrs.fr/publications/imagesdelaphysique/couv-PDF/IdP2005/27Ortega.pdf>.

- [83] **F. Glotin, et al.**, «Tunable X-rays generation in a free-electron laser by intracavity Compton backscattering», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. 393, n° 1-3, (1997), p. 519 – 524, ISSN 0168-9002, free Electron Lasers 1996.
- [84] http://www.lcp.u-psud.fr/rubrique.php3?id_rubrique=209.
- [85] **G. D. Ninno, et al.**, «Gamma rays produced by inverse Compton scattering in the Super-ACO storage ring free electron laser», dans *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 61, n° 3-6, (2001), p. 351 – 352, ISSN 0969-806X.
- [86] **C. Schaerf et al.**, «GRAAL on BM7 : Gamma-ray beam», www.esrf.eu/info/science/newsletter/apr98/pdf/page41.pdf.
- [87] http://www.xfel.eu/overview/facts_and_figures/.
- [88] **T. Tajima**, «Report on the ELI Science», 2009, <https://ssl7.ovh.net/~extremel/docs/Brochure-and-Communication/ELI-SAC-report-id357.pdf>, <https://ssl7.ovh.net/~extremel/index.php>.
- [89] **I. Pupeza, et al.**, «Power scaling of a high-repetition-rate enhancement cavity», dans *Opt. Lett.*, vol. 35, n° 12, (2010), p. 2052–2054.
<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-35-12-2052>
- [90] **K. Sakaue, et al.**, «Development of a laser pulse storage technique in an optical super-cavity for a compact X-ray source based on laser-Compton scattering», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. In Press, Corrected Proof, ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4YC1JYB-N/2/cd2ba97a20ef0ea63efd02d1c76a45b9>
- [91] **K. Sakaue**, Research and Development on a Compact X-ray Source via Laser-Compton Scattering :Development of Pulsed-laser Super-cavity and Demonstration of Multi-Pulse X-rays, Thèse de doctorat, Waseda University, 2009, <http://www.wul.waseda.ac.jp/gakui/honbun/5034/>.
- [92] **H. Shimizu, et al.**, «Photon Generation by Laser-Compton Scattering Using an Optical Resonant Cavity at the KEK-ATF Electron Ring», dans *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 78, n° 7, (2009), p. 074501.
<http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/78/074501/>
- [93] **P. Guimbal**, «Status of the ELSA-2 project», dans EPAC 2002, TUPRI066.
- [94] **V. Le Flanchec, P. Balleyguier, S. Brygoo, J.-L. Flament, Ph. Guimbal et H. Leboutet**, «Design of a compact aberration-free achromatic 90°-bend system for the ELSA accelerator», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. 538, n° 1-3, (2005), p. 178 – 188.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4DN986M-5/2/36d26780ab804f177611075c5bd90c56>
- [95] Los Alamos National Laboratory, MCNP5.
<http://mcnp-green.lanl.gov/>
- [96] **C.-E. Preda**, Laser Nd3+ :YVO4 : dynamique et conduite optimale, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, Mars 2007.
http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00169859/PDF/TheseVer3_2.pdf

- [97] **A. Poisson**, Réalisation d'un laser à verrouillage de modes par SESAM, pompé par diode laser, Thèse de maître, Institut Supérieure des Techniques Avancées, ISTASE, Saint-Étienne, 2008.
- [98] **V. Le Flanchec**, «Output Energy Fluctuations of the Nd :YAG Amplifier Chain of a Photoinjector Drive Laser System», dans *Appl. Opt.*, vol. 37, n° 27, (1998), p. 6432–6441.
<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-37-27-6432>
- [99] **S. Joly**, L'installation ELSA, Rap. tech., 1998, communication privée.
- [100] **A. Loulergue, et al.**, «Transverse and longitudinal emittance measurements in the ELSA linac», dans *Nucl. Inst. & Meth. A*, vol. 384, n° 2-3, (1997), p. 285 – 292, ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SPCMY9-1M/2/be1b57eef22a00ed721783626a29a5b9>
- [101] **J.-M. D. Conto**, «Optique et guidage des faisceaux», Octobre 2002.
http://www.in2p3.fr/actions/formation/accelerateurs09/cours_deconto.doc
- [102] **C. Couillaud et al.**, «Le rayonnement de transition optique : I. Étude numérique des distributions angulaires et spectrales», Rapport CEA-R-5853, 1999.
- [103] **W. Uhring**, «Caméra à balayage de fentes : principe», INESS, <http://www-iness.c-strasbourg.fr/Axe3-ImagRap/CameraBal/principe.htm>.
- [104] **P. Forck**, Lecture Notes on Beam Instrumentation and Diagnostics (Joint University Accelerator School, 2007).
- [105] **P. Balleyguier**, Le système radiofréquence d'ELSA, Rap. tech., 1997, communication privée.
- [106] **V. Macary**, Étude expérimentale de l'émission de neutrons retardés issus de la photofission des actinides, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2008, <http://irfu.cea.fr/Phoceaf/file.php?class=std&file=Doc/Publications/Archives/irfu-08-02-T.pdf>.
- [107] **P. Dighe, et al.**, «Delayed gamma studies from photo-fission of ^{237}Np for nuclear waste characterization», dans *Annals of Nuclear Energy*, vol. 36, n° 3, (2009), p. 399 – 403, PHYSOR 2008.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V1R-4VFBYF7-3/2/9de1b9421567f3ea106d64d37afe9d6b>
- [108] **G. Haouat, et al.**, «Soft X-ray production by means of an electron beam», dans EPAC 96, THP016G (1996).
- [109] **C. Couillaud**, «Le rayonnement de transition X», Rapport CEA-R-5948, 2002.
- [110] **A. Bail**, «Pico-second resolution for time-of-flight measurement for SOFIA experiment», En cours de publication.
- [111] **J. Smedley et al.**, « K_2CsSb cathode development», (18^{th} Int'l Spin Physics Symp, 2009).
- [112] **V. Le Flanchec et A.-S. Chauchat**, «De l'intérêt du recyclage des photons dans l'expérience de production d'X monochromatique par rétrodiffusion Compton et extrapolation à une machine finale.», mai 2008, note interne.

- [113] **V. Le Flanchec**, «Un nouvel oscillateur et un nouveau système de gestion de profil transverse du faisceau», Journées Accélérateurs de la SFP, Roscoff, Septembre 2005.
- [114] **J. Fréhaut**, «Space-charge effects in magnetic phase compressors», dans Nucl. Inst. & Meth. A, vol. 304, n° 1-3, (1991), p. 342 – 344, ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-472CGB0-45/2/f6ca00b86827c1951345127f73265bd4>
- [115] **D. Uriot, N. Pichoff**, TRACE WIN, CEA DSM IRFU, <http://irfu.cea.fr/Sacm/logiciels/index3.php>.
- [116] **A. Loulergue**, Étude théorique et expérimentale de la dynamique du faisceau d'électrons dans le photo-injecteur et la ligne accélératrice de l'installation ELSA, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 1997.
- [117] **J.-G. Marmouget**, «Étude de la dynamique du faisceau sur ELSA», 1998-1999, note interne.
- [118] **J.-G. Marmouget**, «Traitement appliqué aux mesures d'émittance du faisceau d'ELSA», 2002, Communication privée.
- [119] **V. Le Flanchec**, Communication privée, Rap. tech., 2007.
- [120] **S. Joly, et al.**, «Magnetic bunching and brightness measurements at ELSA», dans Nucl. Inst. & Meth. A, vol. 341, n° 1-3, (1994), p. 386 – 390, ISSN 0168-9002.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-470F3WY-FF/2/adeebf13a91c938c8ef138eb3931f9db>
- [121] **K. Yokoya et al.**, «User's manual of CAIN», .
<http://lcdev.kek.jp/~yokoya/CAIN/cain235/CainMan235.pdf>
- [122] **Los Alamos Accelerator Code Group**, Parmela, Los Alamos National Laboratory, http://laacg1.lanl.gov/laacg/services/serv_codes.phtml.
- [123] **R. Nowotny**, XMuDat : photon attenuation data version 1.0.1, Institut f. Biomed. Technik u. Physik Univ. Wien, Austria.
- [124] <http://www.nist.gov/physlab/data/xraycoef/index.cfm>.
- [125] **D. Blanc**, Les rayonnements ionisants : détection, spectrométrie, dosimétrie, Collection Physique Fondamentale et Appliquée (Masson, 1990).
- [126] «Fuji Computed Radiography», dans Technical Review, , n° 14.
- [127] **G. Barnea**, «Use of storage phosphor imaging plates in portal imaging and high-energy radiography : The intensifying effect of metallic screens on sensitivity», dans Med. Phys., vol. 18 (3).
- [128] **C. Aedy et al.**, «UK-AWE», Mai 1991, private communications.
- [129] Études internes.
- [130] **K. Takahashi, et al.**, «Mechanism of photostimulated luminescence in BaFX :Eu²⁺ (X=Cl,Br) phosphors», dans Journal of Luminescence, vol. 31-32, n° Part 1, (1984), p. 266 – 268.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJH-46MKY2J-4D/2/0604758d798c0728e2f1b4a9b0ea689a>

- [131] **H. von Seggern, et al.**, «Physical model of photostimulated luminescence of x-ray irradiated BaFBr :Eu²⁺», dans *Journal of Applied Physics*, vol. 64, n° 3, (1988), p. 1405–1412.
<http://link.aip.org/link/?JAP/64/1405/1>
- [132] **H. H. Rüter, et al.**, «Creation of photostimulable centers in BaFBr :Eu²⁺ single crystals by vacuum ultraviolet radiation», dans *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, n° 19, (1990), p. 2438–2441.
- [133] **Y. Iwabuchi, et al.**, «Photostimulated luminescence process in BaFBr :Eu²⁺ containing F(Br-) and F(F-) centers», dans *Journal of Luminescence*, vol. 48-49, n° Part 2, (1991), p. 481 – 484.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJH-46WN3XY-9/2/b62a7acf2cab9293576e358ddeab0472>
- [134] **Y. Iwabuchi, et al.**, «Mechanism of Photostimulated Luminescence Process in BaFBr :Eu²⁺ Phosphors», dans *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 33, n° Part 1, No.1A, (1994), p. 178–185.
<http://jjap.jsap.jp/link?JJAP/33/178/>
- [135] **K. Takahashi**, «Progress in science and technology on photostimulable BaFX :Eu²⁺ (X=Cl, Br, I) and imaging plates», dans *Journal of Luminescence*, vol. 100, n° 1-4, (2002), p. 307 – 315.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJH-479STRG-14/2/3b5cde3a25e8648b65a37cd00f02852e>
- [136] «Revue Chocs», CEA DAM, janvier 2010.
- [137] **W. Roesch et al.**, Radiation dosimetry, *Fundamentals*, vol. 1, chap. Basic concepts of dosimetry, p. 35–40 (Academic press, New-York, 1968).
- [138] **C. Zuber**, Mesure du spectre et de l'énergie du générateur X à anode de chrome, Rap. tech., Janvier 2009, communication privée.
- [139] **G. Barnea**, «Detective Quantum efficiency of a storage phosphor Imaging Plate : Monte Carlo study and experimental results», dans *Pulsed Power Conference* (Dallas, Texas USA, 2003).
- [140] **W. J. Brown et al.**, «Three-dimensional time and frequency-domain theory of femtosecond x-ray pulse generation through thomson scattering», dans *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 7, n° 6, (2004), p. 060703.
- [141] **Canberra**, «Low energy germanium detector», http://www.canberra.com/pdf/Products/Detectors_pdf/M1406-LEGe-SS.pdf.
- [142] **Canberra**, «X-PIPS Detector», http://www.canberra.com/pdf/Products/Detectors_pdf/C38077-XPIPS-SDD-SS.pdf.

Table des matières

Résumé	3
Abstract	5
Remerciements	7
Sommaire	9
Introduction	11
 PARTIE I Intérêt d'une source de rayonnement X par diffusion Compton . .	 13
Chapitre 1 La diffusion Compton	15
I Notions de base	15
I.1 Électron	15
I.2 Photons	16
I.3 Rayonnement électromagnétique	18
I.4 Constante de structure fine	20
I.5 Interaction	20
I.6 Section efficace d'interaction	20
II Les différents phénomènes d'interaction entre électrons et photons	21
II.1 L'effet photoélectrique	22
II.2 La diffusion élastique d'un photon sur un électron d'un atome . .	22
II.3 La diffusion Compton	28
II.4 La création de paires électrons-positrons ou matérialisation	33
III La production de rayonnement X par diffusion Compton	33
III.1 Explication de texte	33
III.1.a L'aspect particulaire	34
III.1.b L'aspect ondulatoire	34
III.2 Théorie de la diffusion Compton inverse d'un point de vue parti- culaire	35
III.2.a Calcul de l'énergie des photons diffusés	35
III.2.b Distribution des photons diffusés	38
III.2.c Facteur de réduction de la luminosité	49
III.3 Théorie de la diffusion Compton inverse d'un point de vue ondu- latoire	50
III.3.a L'onduleur laser	50

	III.3.b	Calcul de la longueur d'onde des photons diffusés . . .	52
	III.3.c	Calcul de la puissance rayonnée	52
	III.3.d	Facteur de réduction du nombre de photons diffusés . .	57
Chapitre 2	Les différentes sources de rayonnement X et leurs utilisations dans le domaine d'énergie 1-100 keV.	59	
I	Les différentes sources de rayonnement X	59	
I.1	Des rayons X à partir d'un faisceau d'électrons	59	
I.1.a	Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung	59	
I.1.b	Le rayonnement synchrotron	61	
I.1.c	Le rayonnement de transition	64	
I.2	Des rayons X à partir d'un faisceau laser et d'un plasma	65	
I.2.a	L'interaction Laser-Matière	65	
I.2.b	L'accélération d'électrons par Laser-Plasma	66	
I.3	Les sources radioactives	69	
II	L'utilisation des rayons X	69	
II.1	Les applications médicales	69	
II.2	Les applications industrielles	70	
II.3	Les applications de recherche	70	
II.4	Sécurité, contrôle et protection du territoire	71	
II.5	Conservation du patrimoine culturel	71	
III	Comparaison des différentes sources actuelles avec une source de type Compton Inverse	72	
III.1	Accordabilité	72	
III.2	Monochromaticité	73	
III.3	Forte brillance	73	
III.4	Aspect temporel et spatial	74	
III.5	Cohérence optique et cohérence d'émission	74	
III.6	Polarisation	75	
III.7	Compacité	75	
Chapitre 3	État de l'art des sources Compton inverse en France et dans le Monde	77	
I	Les sources Compton dans le Monde	77	
I.1	À travers les sources existantes ou ayant existé	77	
I.2	Quelques projets de sources Compton	79	
II	État de l'art des sources de rayons X en France	80	
II.1	Les sources de forte brillance	80	
II.1.a	Les synchrotrons	80	
II.1.b	Les Lasers à Électrons Libres (LEL)	81	
II.1.c	Les projets de sources de lumière intense	83	
II.2	Aperçu du projet THOMX	84	
II.2.a	La partie accélératrice	85	
II.2.b	L'anneau de stockage	86	
II.2.c	Le système laser et la cavité	87	

PARTIE II	Implantation d'une source de rayons X par diffusion Compton sur ELSA	89
Chapitre 1	L'installation ELSA du CEA DAM DIF	91
I	Description de l'installation	91
I.1	La casemate	92
I.2	L'extension	93
I.3	Le hall technique	95
I.4	La salle laser	96
I.5	La salle de contrôle commande	96
II	Fonctionnement de l'accélérateur d'ELSA	96
II.1	Le laser et le photo-injecteur	96
II.1.a	Le photo-injecteur	96
II.1.b	Chaîne laser pour la photocathode	98
II.1.b.i	L'oscillateur pilote	99
II.1.b.ii	La chaîne amplificatrice	100
II.2	Les cavités accélératrices de l'accélérateur	101
II.2.a	La chaîne de puissance à 144 MHz	102
II.2.b	La chaîne de puissance à 433 MHz	103
II.3	Les éléments d'optique magnétique de faisceau	104
II.3.a	Les dipôles du demi-tour	104
II.3.b	Les déviateurs	106
II.3.c	La bobine d'anode	106
II.3.d	Les quadrupôles	107
II.4	Les diagnostics faisceau	110
II.4.a	Les capteurs de position (BPM)	110
II.4.b	Les écrans et caméras de visualisation du faisceau	111
II.4.c	La mesure de la charge	113
II.5	Synchronisation des différents systèmes	114
III	Quelques exemples d'expérience sur ELSA	114
III.1	Expériences utilisant le rayonnement de freinage	115
III.2	Expériences avec le rayonnement de transition	115
III.3	Utilisation directe du faisceau d'électrons ou du faisceau laser	115
Chapitre 2	Caractéristiques des faisceaux laser et électrons issus d'ELSA	117
I	Le faisceau laser	117
I.1	La longueur d'onde	117
I.2	L'énergie disponible	118
I.3	Structure temporelle du faisceau	119
I.4	Profil spatial du faisceau	121
II	Le faisceau d'électrons	121
II.1	Énergie du faisceau	121
II.2	Structure temporelle	123
II.3	Émittance du faisceau	124
II.3.a	Quelques éléments de théorie	124
II.3.b	Émittance transverse	127

	II.3.c	Émittance longitudinale	130
II.4		Intensité et brillance du faisceau	130
Chapitre 3		Évaluation des possibilités d'ELSA en tant que source de rayons X par interaction Compton inverse	133
I		Évaluation des caractéristiques de la source à partir des résultats théoriques	133
I.1		Paramètres des faisceaux	133
I.2		Énergie et largeur spectrale du rayonnement	134
I.3		Flux de photons diffusés	135
I.4		Réalité de l'interaction	136
	I.4.a	Angle de collision	136
	I.4.b	Durée des micro-impulsions	136
	I.4.c	Taille transversale des faisceaux au point d'interaction .	137
I.5		Brillance	138
I.6		Comparaison avec la théorie de l'onduleur	138
II		Simulations numériques	139
II.1		Le code Monte-Carlo CAIN	139
II.2		Traitement des fichiers de sortie du code	139
II.3		Résultats des simulations	147
	II.3.a	Variations de la taille transversale des faisceaux	147
	II.3.b	Variations de l'émittance du faisceau d'électrons	151
	II.3.c	Variations de la charge du faisceau d'électrons	152
	II.3.d	Variations de la synchronisation des faisceaux au point d'interaction	154
	II.3.e	Variations du recouvrement spatial des faisceaux	155
III		Caractéristiques de la source attendue	157
 PARTIE III Expérimentation, production de rayons X par interaction Compton inverse 159			
Chapitre 1		Mise en place de l'expérimentation	161
I		Adaptation du système laser	161
I.1		Mise en place du bras laser Compton sur la table laser	161
II		Préparation de la zone d'expérimentation	162
II.1		Choix de la zone	162
II.2		Étude de l'optique de faisceau de l'ancienne ligne LEL	163
II.3		Installations des éléments particuliers	164
	II.3.a	Les quadrupôles	164
	II.3.b	Les éléments de diagnostics	165
	II.3.c	Mise en place de la ligne après la chambre d'interaction	166
II.4		Transport et formation du faisceau laser Compton	169
	II.4.a	Parcours du faisceau laser Compton dans ELSA	169
	II.4.b	Montage des tubes et alignement du laser	171
	II.4.c	Installation de la table d'injection laser dans la casemate	173
III		Méthode expérimentale	175

III.1	Transport des électrons jusqu'au point d'interaction	175
III.1.a	Réglages des cavités accélératrices	175
III.1.b	Utilisation des diagnostics de faisceau pour le transport .	176
III.1.c	Mesures expérimentales de la ligne électrons Compton .	179
III.2	Configuration du laser Compton	181
III.2.a	Mise en fonctionnement "Compton"	181
III.2.b	Réglages de la focalisation et de la position du laser . .	182
III.2.c	Gestion de la puissance laser	182
III.3	Métrologie de l'interaction électrons-photons	183
III.3.a	Le biseau en aluminium	183
III.3.b	Visualisation des faisceaux à la caméra CCD	184
III.3.c	Synchronisation des faisceaux avec la caméra à balayage de fente	185
Chapitre 2	La détection des photons X	191
I	Les détecteurs à semi-conducteurs placés sous vide	191
II	La transmission des photons X depuis le point d'interaction jusqu'aux détecteurs placés dans l'air	193
II.1	Interaction des photons avec la matière	193
II.1.a	Définitions	193
II.1.b	Interaction avec le béryllium	194
II.1.c	Interaction avec l'air	194
II.2	Évaluations théoriques de la transmission des photons X depuis le point source jusqu'au détecteur	196
III	Les détecteurs scintillants	198
III.1	Utilisation d'un PhotoMultiplicateur	198
III.2	Le scintillateur plastique organique	199
IV	Les Écrans Radio-Luminescents à Mémoire (ERLM)	200
IV.1	Description d'un ERLM	200
IV.2	Principe physique	201
IV.2.a	Les différents processus de luminescence	201
IV.2.b	Les mécanismes de luminescence dans la couche de BaFBr :Eu ²⁺	202
IV.3	Révélation de l'image latente	203
IV.4	Analyse des images obtenues	205
V	Caractérisation de l'imageur (ERLM+scanner)	205
V.1	Simulation Monte-Carlo des caractéristiques de l'imageur	205
V.1.a	Code de simulation MCNP	206
V.1.b	Résultats des calculs de transmission des photons X jusqu'à l'imageur	206
V.1.c	Évaluation du nombre de photons déposés dans la couche radiosensible	207
V.2	Calibration de l'imageur par deux sources de rayonnement connu. .	211
V.2.a	Calibration à basse énergie avec un générateur de rayons X à anode de chrome	211
V.2.a.i	Description du dispositif	211
		281

	V.2.a.ii	Mesure de la sensibilité des ERLM à basse énergie	212
	V.2.b	Calibration à haute énergie par une source de cobalt 60 .	213
	V.2.b.i	Description de la source	213
	V.2.b.ii	Mesure de la sensibilité des ERLM à haute énergie	214
	V.3	Réponse spectrale de l'imageur	214
VI		Utilisation des ERLM en tant que détecteur en temps réel	217
	VI.1	La luminescence spontanée	217
	VI.2	Couplage ERLM-PhotoMultiplicateur	217
	VI.3	Signal de luminescence obtenu en temps réel	218
Chapitre 3		Résultats des expérimentations	221
I		Premières preuves de production de rayons X	221
	I.1	Réduction du bruit de fond	221
	I.2	Profil du faisceau de photons X	223
II		Amélioration de la détection du signal	226
	II.1	Fonctionnement du laser en macro-impulsions courtes	226
	II.2	Utilisation du détecteur en temps réel	228
III		Analyse des résultats	229
	III.1	Étude du cône de rayonnement	230
		III.1.a Obtention du profil expérimental	230
		III.1.b Effets de la polarisation du faisceau laser	233
		III.1.c Taille du cône de rayonnement	237
		III.1.d Conclusion	242
	III.2	Évaluation du nombre de photons produits	243
	III.3	Évaluation expérimentale de l'énergie du rayonnement	248
IV		Réflexions sur l'amélioration de la source	251
Conclusion		253
Annexes		259
	I	Présentation du code de simulation CAIN	259
	II	Données techniques du PhotoMultiplicateur R2490-05 de l'entreprise HAMAMATSU	264
Bibliographie		267
Table des matières		282
Table des figures		294
Liste des tableaux		296
Liste des publications		297

Table des figures

Partie I :

1.1	Émission d'un photon d'énergie $h\nu$ par transition du niveau d'énergie E_2 au niveau d'énergie E_1	17
1.2	Onde électromagnétique polarisée linéairement. En noir est représenté le vecteur \vec{E} , en rouge et en bleu ses projections sur les plans.	17
1.3	Onde électromagnétique polarisée circulairement. En noir est représenté le vecteur \vec{E} , en rouge et en bleu ses projections sur les plans.	18
1.4	Spectre électromagnétique.	19
1.5	Schéma représentant les coordonnées sphériques utilisées pour le calcul de la section efficace différentielle.	21
1.6	Schéma d'explication du dipôle électrique.	22
1.7	Schématisation de l'onde électromagnétique rayonnée dans la zone de rayonnement.	24
1.8	Représentation du vecteur de Poynting de l'onde rayonnée.	25
1.9	Schéma de la diffusion Compton, collision d'un photon avec un électron au repos.	29
1.10	Diagramme de Feynman de la diffusion Compton.	31
1.11	Distribution angulaire de la diffusion Compton en fonction de l'angle de diffusion θ et de l'énergie des photons incidents.	33
1.12	Schéma représentant dans un plan les faisceaux, les énergies et les angles impliqués dans l'interaction.	35
1.13	Énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de collision des faisceaux incidents α	38
1.14	Énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de diffusion θ exprimé en $1/\gamma$. Configuration de collision frontale $\alpha=0$	38
1.15	Section efficace différentielle intégrée en énergie en fonction de l'angle de diffusion des photons pour un angle de collision de $\alpha = 0$	40
1.16	Section efficace différentielle intégrée en énergie en fonction de l'angle de diffusion des photons pour un angle de collision de $\alpha=0$, pour une même énergie laser mais pour différentes énergies du faisceau d'électrons. Dans la légende, sont indiqués, le facteur γ relativiste, et la largeur rms θ_{rms} (en $\frac{1}{e}$) de la gaussienne adaptée à chaque courbe.	41
1.17	Section efficace différentielle intégrée en énergie en fonction de $\frac{1}{\gamma}$	42
1.18	Comparaison des courbes de distribution de photons et de distribution d'intensité en fonction de l'angle de diffusion exprimé en $1/\gamma$	43
1.19	Section efficace partielle en fonction de l'énergie des photons diffusés.	44

1.20	Section efficace différentielle intégrée en énergie en fonction de l'énergie des photons diffusés.	45
1.21	Schéma de l'interaction de deux impulsions des faisceaux d'électrons et de photons laser, dans leur repère respectif, (x,y,z) pour l'impulsion d'électrons, (x',y',z') pour l'impulsion laser.	46
1.22	Nombre de photons X émis en fonction de l'angle de collision α	47
1.23	Nombre de photons X produits en fonction de la durée rms d'une impulsion d'électrons pour différents angles de collision.	48
1.24	Schéma de principe de l'effet sablier pour deux faisceaux de taille identique en collision frontale, dans le plan (y,z) . Au point d'interaction $z = 0$, est défini le waist (σ_y^*) . À une longueur de z_R^* (ou β_R^*) du point d'interaction, la largeur des faisceaux est donnée par $\sqrt{2}\sigma_y^*$	49
1.25	Facteur sablier.	50
1.26	Trajectoire de l'électron dans un onduleur magnétique.	51
1.27	Puissance diffusée par l'onduleur laser en fonction du rapport $\frac{1}{\gamma}$	53
1.28	Distribution angulaire de la puissance rayonnée par l'onduleur laser en fonction du rapport $\frac{1}{\gamma}$	54
1.29	Distribution spectrale de la puissance diffusée par période de l'onduleur laser et par électron en fonction de l'énergie des photons.	56
2.1	Exemple d'un spectre de rayonnement de freinage pris dans la littérature. Ce spectre fait apparaître les raies K_α , K_β , L_α et L_β du matériau cible. . .	60
2.2	Distributions angulaires du rayonnement de freinage en fonction de l'énergie cinétique des électrons. Mesures réalisées sur l'installation ELSA [25].	61
2.3	Distributions spectrales du flux pour les aimants de courbures de l'ESRF (Grenoble), ADONE (Frascati, Italie), DCI (Orsay), DORIS (Hamburg, Allemagne), NSLS (Brookhaven, USA), Photon Factory (Tsukuba, Japon), SREAR (Stanford, USA et SRS (Daresbury, UK) [26].	62
2.4	Gain en brillance du rayonnement synchrotron pour les trois générations de machine par rapport aux tubes à rayons X [26].	63
2.5	Rayonnement synchrotron dans les trois éléments : aimant de courbure, wiggler et onduleur. À gauche, trajectoire des électrons, au milieu profil spatial du faisceau avec l'angle ou demi angle du cône de rayonnement et à droite spectre du rayonnement synchrotron [27].	64
2.6	Allures des lobes de l'émission RTX	65
2.7	Illustration du fonctionnement de la source X- K_α [36].	66
2.8	Illustration du fonctionnement d'une source de rayonnement bétatron dans un plasma. Les électrons piégés à l'arrière sont accélérés et subissent un mouvement d'oscillation. Ce mouvement produit un rayonnement de type wiggler [37].	67
2.9	Brillance moyenne des différentes sources ultrabrèves actuelles (en traits pleins) ou futures (en pointillés) [36].	68

2.10	Comparaison des spectres issus de différents synchrotrons (1 ^{ère} , 2 ^{ème} et 3 ^{ème} générations) d'un tube à rayons X à anode tournante et de la machine du projet français de source Compton inverse, THOMX dont plus de détails sont donnés dans le chapitre suivant [6].	74
3.1	Brillance du flux de SOLEIL en fonction de l'énergie des photons X diffusés pour différents éléments d'insertion. U20 : onduleur hybride sous vide, HU80 : aimant permanent de type APPLE II, HU640 et HU256 électroaimants [79].	80
3.2	Brillance du flux de l'ESRF en fonction de l'énergie des photons X diffusés pour différentes lignes de lumière [80].	81
3.3	Schéma expliquant le fonctionnement du laser à électrons libres [82]. . . .	82
3.4	Domaine spectral du LEL CLIO [84]	83
3.5	Schéma représentant les principaux éléments de la machine THOMX . . .	85
3.6	Cavité laser à quatre miroirs	87
3.7	Section de l'anneau et table supportant la cavité laser à quatre miroirs . .	88
Partie II :		
1.1	Plan de l'installation ELSA indiquant l'emplacement de certains éléments de l'accélérateur et des zones expérimentales. La zone d'expérimentation Compton choisie est également indiquée sur ce plan.	92
1.2	Schéma de l'installation ELSA dans la casemate telle qu'elle était lors du fonctionnement en LEL. L'aimant déviateur de faisceau est indiqué en tant que spectromètre.	93
1.3	Vue dans le plan vertical du compresseur en double aimant alpha, un triplet de quadrupôle est placé entre les deux aimants [93].	94
1.4	Schéma représentant les trois lignes de faisceau (2, 3, 4), le positionnement de la cible (T), celui du compresseur en double alpha (C), d'un éventuel Post-Accélérateur (PA) et d'un éventuel linéariseur de phase (PSL) dans l'extension [93].	94
1.5	Distributions spectrales des rayonnements de freinage d'ELSA obtenus sur l'axe à 1 m d'une cible en tantale (1,7 mm) pour différentes énergies cinétiques initiales des électrons. Calculs avec MCNP5, en injectant entre 35 et 100 millions d'électrons "sources" [25].	95
1.6	Schéma du photo-injecteur d'ELSA.	97
1.7	Schéma simplifié du système laser.	98
1.8	Photographie de l'oscillateur laser avec le trajet du faisceau en rouge. . . .	99
1.9	Micro-impulsions en sortie de l'oscillateur laser observées à l'oscilloscope.	100
1.10	Photographie d'une cavité RF à trois cellules d'ELSA.	102
1.11	Schéma de principe d'une tétrode : la faible tension d'entrée à 144 MHz entre la grille de commande et la cathode est amplifiée par les électrons allant de la cathode à l'anode. La grille d'écran isole la grille de commande de l'anode afin de diminuer la capacité grille-anode. Le couplage de sortie de la tétrode n'est pas représenté sur cette figure.	103
1.12	Schéma de principe d'un klystron. Le couplage de sortie du klystron n'est pas représenté sur cette figure.	104

1.13	Schéma des aimants de courbure du demi-tour, avec les caractéristiques des bords de pôles, les rayons de courbure, la distance de l'espace de glissement entre les dipôles, K_1 et K_2 : facteur de correction du champ de fuite, et le champ magnétique dans les dipôles à 17 MeV.	105
1.14	Schéma des aimants de courbure du demi-tour, expliquant la compression magnétique du paquet d'électrons.	106
1.15	Photographie d'un déviateur magnétique.	107
1.16	Lignes de champ et pôles dans un quadropôle magnétique (Attention, les lignes de champ ne rentrent pas dans les bobines) [101].	107
1.17	Schéma représentant la trajectoire de l'électron dans le champ magnétique d'un aimant.	108
1.18	Schéma de principe du rayonnement de transition optique [102].	111
1.19	Image du faisceau d'électrons par l'intermédiaire du rayonnement de transition optique visualisé sur une caméra CCD en K0.	111
1.20	Schéma de principe d'une caméra à balayage de fentes [103].	112
1.21	Image du faisceau d'électrons par l'intermédiaire du rayonnement de transition optique visualisé sur une caméra à balayage de fente en H1. L'axe horizontal représente l'axe lent, on y mesure la durée de la macro-impulsion ; l'axe vertical représente l'axe rapide, on y mesure la durée de la micro-impulsion.	113
1.22	Circuit équivalent à un transformateur de courant passif [104].	113
1.23	Schéma du système de synchronisation et de contrôle de phase des différentes chaînes d'ELSA [105].	114
2.1	Zone de protection et de dommage des optiques selon le seuil de 440 MW.	119
2.2	Évolution des trains d'impulsions dans le système laser. L'énergie donnée comme indication est celle des micro-impulsions.	120
2.3	Homogénéisation du faisceau gaussien par un système réfractif, en haut, images du faisceau gaussien et homogène, en bas, profils des faisceaux [113].	121
2.4	Schéma représentant le faisceau d'électrons au sommet de l'onde sinusoïdale représentant le champ électrique accélérateur.	122
2.5	Dispersion d'énergie induite du faisceau d'électrons accéléré au sommet de la crête du champ électrique accélérateur pour des micro-impulsions de durée inférieure à 100 ps (LTMH).	122
2.6	Structure temporelle du faisceau d'électrons avec quelques valeurs de puissance d'énergie et de courant pour des valeurs typiques de durée, de charge et d'énergie.	123
2.7	Représentation de la position et de la vitesse de quelques électrons d'un paquet dans le plan z,x et dans l'espace des phases pour le couple (x, p_x)	124
2.8	Représentation d'un faisceau dans le plan x,y et dans l'espace des phases à 2 dimensions des trois couples de coordonnées (x, x') , (y, y') et $(\phi, \Delta p/p)$ pour 1000 particules après un transport dans la ligne accélératrice d'ELSA. (Simulation réalisée avec le code de calcul TRACEWIN [115].)	124
2.9	Représentation des paramètres de Twiss dans l'espace des phases (x, x')	127

2.10	Mesure de l'émittance du faisceau d'électrons en G1 par la méthode des trois gradients.	128
2.11	Émittances normalisées transverses effectives en fonction de la charge du faisceau pour les différentes campagnes de mesure.	129
2.12	Émittances normalisées transverses effectives en fonction de la charge du faisceau avant le demi-tour (mesurées en G1) et après le demi-tour (mesurées en K0) pour une durée de micro-impulsion d'environ 25 ps [116]. .	130
3.1	Énergie des photons X diffusés en fonction de l'angle de diffusion.	135
3.2	Schéma évaluant l'angle de collision entre les faisceaux.	136
3.3	Nombre de photons X produits par micro-impulsion en fonction de la taille transverse des faisceaux, la courbe rouge suppose une taille fixe pour le faisceau laser (50 μm), la courbe verte une taille fixe pour le faisceau d'électrons (90 μm). L'angle de collision entre les deux faisceaux est de 30 mrad.	137
3.4	Visualisation des faisceaux d'électrons (en rouge), laser (en vert) en début de la boucle d'exécution de CAIN.	140
3.5	Visualisation des faisceaux d'électrons (en rouge), laser (en vert) au milieu de la boucle d'exécution de CAIN.	140
3.6	Visualisation des faisceaux d'électrons (en rouge), laser (en vert) en fin de la boucle d'exécution de CAIN.	140
3.7	Visualisation des faisceaux d'électrons (en rouge), laser (en vert), de photons X (en bleu) en fin de la boucle d'exécution de CAIN.	141
3.8	Visualisation du faisceau de photons diffusés en fin de la boucle d'exécution de CAIN dans le plan (Y,Z).	141
3.9	Distribution des photons X en fonction de l'angle de diffusion pour un angle de collision de 30 mrad. La courbe verte est l'ajustement gaussienne de la distribution.	142
3.10	Énergie des photons diffusés en fonction de l'angle de diffusion. Comparaison entre la simulation et la théorie.	143
3.11	Spectre des photons diffusés obtenu par simulation CAIN. Comparaison avec la courbe théorique.	144
3.12	Spectre des photons diffusés obtenu par simulation CAIN dans un cône de demi-angle 30 mrad ($\sim \frac{1}{\gamma}$).	144
3.13	Visualisation des photons diffusés dans un cône de demi-angle au sommet 30 mrad.	145
3.14	Spectre des photons diffusés obtenu par simulation CAIN dans un cône de demi-angle 9,23 mrad (correspondant à une largeur de bande spectrale de 10 %)	146
3.15	Nombre total de photons diffusés en fonction des tailles de faisceaux, la configuration de référence étant $\sigma_{ex}^{ref} = \sigma_{ey}^{ref} = 100 \mu\text{m}$ et $\sigma_{px}^{ref} = \sigma_{py}^{ref} = 50 \mu\text{m}$. Les calculs ont été réalisés pour une émittance constante.	147
3.16	Nombre de photons diffusés en fonction de la taille du faisceau d'électrons dans le cas $\sigma_{ex} = \sigma_{ey}$ et $\sigma_{px} = \sigma_{py} = 50 \mu\text{m}$ pour différents cônes de rayonnement (le demi-angle du cône de rayonnement est fixé).	148

3.17	Schéma expliquant les effets de l'augmentation de la taille du faisceau d'électrons afin de diminuer la divergence du faisceau. Les flèches symbolisent la distribution angulaire des électrons dans l'enveloppe du faisceau.	149
3.18	Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction de la taille des faisceaux pour une émittance constante égale à $10 \mu\text{m}.\text{rad}$ dans les deux plans.	149
3.19	Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction de la taille du faisceau laser pour différentes tailles du faisceau d'électrons à émittance constante.	150
3.20	Schéma représentant le recouvrement des faisceaux laser et électrons pour différents cas de la figure 3.19.	150
3.21	Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction de la taille du faisceau d'électrons pour différentes valeurs de l'émittance. La taille du faisceau laser est de $50 \mu\text{m}$	151
3.22	Distribution des photons diffusés en fonction de l'angle de diffusion pour différentes émittances du faisceau d'électrons.	152
3.23	Nombre de photons émis dans tout l'espace en fonction de la taille du faisceau d'électrons pour différentes valeurs de la charge du faisceau. . . .	153
3.24	Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction de la taille du faisceau d'électrons pour différentes valeurs de la charge du faisceau.	153
3.25	Nombre de photons émis dans un cône de demi-angle fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale) en fonction du délai entre les micro-impulsions arrivant au point d'interaction. Les droites horizontales représentent l'écart statistique du nombre de photons diffusés pour deux faisceaux synchronisés donné par le code de calcul.	154
3.26	Nombre de photons diffusés en fonction du décalage spatial du faisceau laser par rapport au faisceau d'électrons, le demi-angle du cône de rayonnement est fixé à 10 mrad ($\sim 10\%$ de largeur de bande spectrale).	155
3.27	Interactions entre les faisceaux dans le cas d'un décalage en horizontal ou vertical. On remarque, conformément aux résultats présentés à la figure 3.26, qu'il y a une dissymétrie dans le cas où le décalage se fait en horizontal vers les x négatifs. Les clichés sont pris au milieu de la boucle d'exécution de CAIN.	156

Partie III :

1.1	Photographie de la table laser décapotée avec le tracé du trajet des faisceaux laser PK et Compton.	162
1.2	Disposition du triplet de quadrupôles groupés par rapport au point de collision des faisceaux [mm]. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure.	163
1.3	Disposition du triplet de quadrupôles séparés par rapport au point de collision des faisceaux [mm]. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure.	163

1.4	Configuration d'origine en doublet de quadrupôles séparés par rapport au point de collision des faisceaux [mm]. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure.	164
1.5	Schéma de la ligne après le demi-tour avec le positionnement des triplets de quadrupôles. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure. .	164
1.6	Photographie avec le trajet du rayonnement de transition optique au point de mesure K0.	165
1.7	Photographie du BPM ligne plate et de son boîtier de mesure en K.	166
1.8	Photographies de la zone en aval de l'aimant déviateur de faisceau (en rouge), avant les aménagements (à gauche) et après les aménagements (à droite).	167
1.9	Synoptique complet de l'installation ELSA dans la casemate. L'élément intitulé SPECTRO correspond à l'aimant déviateur de faisceau. La chambre d'interaction est juste en amont de l'aimant. La zone d'interaction des faisceaux correspond au point L1.	168
1.10	Photographie représentant le trajet du faisceau dans la salle laser.	169
1.11	Photographies représentant le trajet du faisceau de la salle laser (photographie de droite) en passant par une salle attenante à la salle laser (photographie du milieu) jusqu'à la casemate (photographie de gauche).	169
1.12	Photographie représentant le trajet du faisceau dans la casemate.	170
1.13	Schéma de principe de la ligne de transport laser de la table laser (objet) à la table d'injection dans la casemate (image).	171
1.14	Combinaison optique équivalente à une lentille convergente de focale longue. Celle-ci est ajustable en jouant sur la distance entre les lentilles. .	171
1.15	Trajet du faisceau laser Compton et du faisceau laser allant à la photocatode dans la salle laser.	172
1.16	Montage du triplet de lentilles pour la formation de l'image intermédiaire. .	172
1.17	Transport du faisceau laser dans la casemate, jusqu'à la table d'injection laser.	173
1.18	Schéma du doublet de lentilles utilisé.	173
1.19	Photographie de la table d'injection laser, avec le trajet du faisceau à travers les éléments d'optique.	174
1.20	Diagramme dynamique représentant les différentes étapes expérimentales et leur succession.	175
1.21	Images du faisceau obtenues sur la caméra CCD par rayonnement de transition optique en H2 pour le réglage de la phase dans les cavités 433 MHz : dispersion du faisceau importante (à gauche), optimisation de la phase (à droite).	176
1.22	Copie d'écran du panneau de commande de la casemate d'ELSA. Le réglage indiqué dans cette figure est un des réglages optimal pour la production de rayonnements X. Les éléments de l'extension ne sont pas activés. .	177
1.23	Images du faisceau par le RTO en D1 (à gauche) et H1 (à droite).	177

1.24 Copie d'écran du logiciel d'exploitation des BPM avec la position du faisceau (en mm), représentée par les croix blanches, par rapport au centre du tube à vide dans la ligne accélératrice (D, F) dans la ligne Compton (H, K) ; le courant I est donné en mA ; à droite sont représentées les tensions brutes de chaque BPM moyennées sur les quatre antennes.	178
1.25 Images du faisceau par le RTO en H3 (à gauche) et K0 (à droite).	178
1.26 Image du faisceau par le RTO au point d'interaction (L1).	179
1.27 Images du faisceau obtenues sur la caméra CCD par rayonnement de transition optique en K0 avec un courant dans le quadrupôle Q83 de 0 A (gauche), 2,9 A (milieu), 6,0 A (droite).	180
1.28 Images du faisceau obtenues sur la caméra CCD par rayonnement de transition optique en L1 avec un courant dans le quadrupôle Q93 de 2,0 A (gauche), 6,0 A (milieu), 10,0 A (droite).	180
1.29 Meilleure image du faisceau obtenue sur la caméra CCD par rayonnement de transition optique en L1.	181
1.30 Photographie de la ligne laser au niveau du cube séparateur.	182
1.31 Photographie du système d'alignement du faisceau laser Compton avec un laser He-Ne rouge.	183
1.32 Schéma récapitulatif de la zone d'interaction, avec les trajets des faisceaux laser et électrons et les éléments de diagnostics au niveau du point d'interaction.	183
1.33 Photographie du biseau en aluminium dans le tube à vide (à gauche) et schéma de principe du rôle du biseau (à droite).	184
1.34 Schéma de principe du système optique de la caméra CCD pour une configuration de lentille avec un grandissement γ de 1.	185
1.35 Image des faisceaux sur le biseau, vue par la caméra CCD, avec un faible grandissement. Les faisceaux sont sur l'arête du biseau, le faisceau d'électrons à droite, le faisceau laser à gauche. À l'extrême droite de l'image, la tache blanche est un éclaircissement d'un défaut sur le biseau.	185
1.36 Schéma de principe de la mesure du décalage temporel entre les impulsions au point d'interaction, configuration pour la mesure du décalage temporel des électrons par rapport au signal de référence avec un simple oscilloscope (précision de mesure : 5 ps).	186
1.37 Schéma de principe de la mesure des signaux de décalage temporel des deux faisceaux par rapport à la fréquence de référence. Sur ce schéma qui n'est pas à l'échelle, sont superposés le signal provenant du faisceau d'électrons, le signal provenant du laser et le signal de référence. Le signal laser est en avance de 120 ps par rapport au signal des électrons.	186
1.38 Photographie des lignes de transport du faisceau visible destinée à la caméra CCD et à la caméra à balayage de fente.	187
1.39 Photographie de la ligne optique pour la caméra à balayage de fente.	188

1.40	Image des faisceaux synchronisés, vue par la caméra à balayage de fente. Le faisceau d'électrons à gauche, le faisceau laser à droite. L'axe rapide correspond à la mesure de la durée de la micro-impulsion, l'axe lent correspond à celle de la macro-impulsion. La durée de la micro-impulsion est donnée par la longueur totale à mi-hauteur du profil gaussien ajustée à la micro-impulsion.	189
1.41	Ligne à retard optique sur le bras laser Compton.	189
2.1	Photographie du tube à vide du côté de la bride avec vue des connexions aux détecteurs.	191
2.2	Montage des diodes à semi-conducteur sur une bride, en haut, le détecteur au silicium recouvert d'une feuille de plomb de 3 mm pour mesurer le bruit de fond, au milieu, le détecteur au germanium, en bas, le détecteur au silicium recouvert d'une feuille d'aluminium de 9 μm pour mesurer le signal.	192
2.3	Illustration du calcul du coefficient d'atténuation.	193
2.4	Coefficient d'atténuation massique des photons dans le béryllium en fonction de leur énergie [123].	195
2.5	Coefficient d'atténuation massique des photons dans l'air, en fonction de leur énergie [123].	195
2.6	Parcours des photons X émis par le point source jusqu'au détecteur. . . .	196
2.7	Proportion de photons transmis de la source au détecteur en fonction de l'énergie des photons incidents.	197
2.8	Proportion de photons transmis par différentes épaisseurs d'air en fonction de l'énergie des photons incidents, calcul théorique.	197
2.9	Schéma de fonctionnement d'un PhotoMultiplicateur à dynodes.	198
2.10	Bloc d'émetteur Cerenkov encadré par deux modules PhotoMultiplicateur HAMAMATSU R2490-05.	199
2.11	Diagramme des niveaux d'énergie expliquant le mécanisme de luminescence dans le BaFBr :Eu ²⁺ [135].	203
2.12	Spectre de luminescence et de photostimulation du BaFBr :Eu ²⁺ et du BaFBrI :Eu ²⁺ . En abscisse, la longueur d'onde [nm], en ordonnée, l'intensité de luminescence en valeur relative [126].	204
2.13	Photographie d'un scanner Fujifilm (FLA7000) (en haut). Description du processus interne de lecture des ERLM au moyen d'un faisceau laser défléchi périodiquement par un miroir polygonal tournant. Les photons de luminescence sont canalisés par un guide de lumière vers le tube photomultiplicateur (PM) (en bas). Principe de lecture des imageurs BAS-2500, FLA3000 et FLA7000 de Fujifilm [136].	204
2.14	Résultat des calculs MCNP5 de transmission des photons X du point source à la couche radiosensible des ERLM avec ajustement en polynôme d'ordre 5.	207
2.15	Comparaison des résultats du calcul théorique et du calcul MCNP5. . . .	207
		291

2.16	Absorption des photons dans la couche radiosensible des ERLM en fonction de l'énergie des photons incidents et de la longueur du parcours dans le matériau (Calcul MCNP5 prenant en compte l'atténuation des matériaux en amont de la couche).	208
2.17	Coefficient d'atténuation massique des photons $\frac{\mu}{\rho}$ dans la couche radiosensible en fonction de leur énergie.	209
2.18	Absorption équivalente (intégrée sur toute l'épaisseur de la couche) des photons en fonction de l'énergie des photons incidents dans la couche radiosensible des ERLM.	209
2.19	Énergie déposée dans la couche radiosensible en fonction de l'énergie des photons incidents.	210
2.20	Schéma de principe du tube à rayons X.	211
2.21	Spectre en énergie du générateur X, en échelle linéaire [138].	212
2.22	Spectre en énergie du générateur X, en échelle logarithmique [138].	212
2.23	Schéma du dispositif expérimental de mesure de la sensibilité des ERLM à basse énergie grâce à un générateur de rayons X (vue de profil).	213
2.24	Sensibilité des ERLM exprimée par photon incident en fonction de l'énergie des photons.	215
2.25	Sensibilité des ERLM exprimée par mGray équivalent dans l'air en fonction de l'énergie des photons incidents.	216
2.26	Ensemble de détection en temps réel composé d'un Écran Radio-Luminescent à Mémoire (ERLM) et d'un photomultiplicateur.	218
2.27	Visualisation sur l'oscilloscope du signal de bruit de fond de l'accélérateur détecté par l'ERLM couplé à un photomultiplicateur. La durée de la macro-impulsion laser est de 5 μ s.	219
3.1	Image d'un ERLM représentant le bruit de fond sans protection particulière de la zone de détection.	222
3.2	Image d'un ERLM après les dispositions prises pour minimiser le bruit de fond. On distingue la fenêtre de béryllium, la surface blanche correspond à la brique de plomb placée derrière l'écran.	223
3.3	Photographie montrant le positionnement de l'ERLM lors de l'irradiation. La brique de plomb à l'arrière de l'écran n'est pas positionnée.	223
3.4	Image des ERLM sans laser (à gauche), et avec laser (à droite).	224
3.5	À gauche, est représentée l'image de la figure 3.4 de droite avec la bande de mesure du profil de largeur 6 mm. À droite, le graphique représente les profils des images avec laser et sans laser selon la bande de mesure.	225
3.6	Image d'un ERLM avec le signal de photons X centré par rapport à la fenêtre de béryllium. On observe à gauche de l'image l'ombre de la fenêtre de béryllium.	225
3.7	Schéma du système laser complet avec ajout d'une cellule de Pockels dans la chaîne d'amplificateurs pour diminuer l'ASE dans une configuration en impulsions courtes (rectangle bleu).	226
3.8	Macro-impulsions laser visualisée à l'oscilloscope, durée 0,28 μ s.	227
3.9	Phénomène de gray-tracking dans le cristal doubleur KTP.	227

3.10 Copie d'écran de l'oscilloscope montrant le signal sans laser (à gauche) et le signal avec laser et donc la présence de photons X (à droite) pour une macro-impulsion de $5 \mu s$	228
3.11 Optimisation du rapport signal sur bruit par l'observation des signaux provenant du couple ERLM-photomultiplicateur, pour une macro-impulsion de $1,38 \mu s$	229
3.12 Images des ERLM sans laser (à gauche) et avec laser (à droite) et la bande de largeur 6 mm permettant d'extraire les profils des images (en rouge). .	230
3.13 Profil verticaux du signal et du bruit de fond correspondant aux images d'ERLM de la figure 3.12.	232
3.14 Signal de photons X extrait du bruit et courbe gaussienne ajustée à ce profil. L'angle de diffusion est calculé à partir de la distance le long du profil mesurée à partir du centre du cône et de la distance du point source à l'ERLM.	232
3.15 Représentation en fausses couleurs et après filtrage du signal extrait du bruit (données expérimentales). Le rouge correspond aux niveaux PSL les plus élevés.	233
3.16 Répartition des photons X sur un plan pour différentes polarisations du faisceau laser. Les couleurs correspondent à l'énergie du rayonnement exprimé en eV. Le cercle en noir est la représentation de la fenêtre de béryllium de diamètre 40 mm sur l'image simulée.	234
3.17 Schéma de l'interaction dans le plan de polarisation du laser.	235
3.18 Simulation de la répartition des photons X sur l'ERLM pour une configuration d'interaction proche de la configuration expérimentale avec une émittance de $\epsilon_x = 15 \mu m.rad$, $\epsilon_y = 8 \mu m.rad$. À gauche, l'image brute, à droite l'image filtrée (3 mrad x 3 mrad). Les couleurs correspondent à l'énergie du rayonnement exprimé en eV. Le cercle en noir est la représentation de la fenêtre de béryllium de diamètre 40 mm sur l'image simulée.	236
3.19 Simulation de la répartition des photons X sur l'ERLM pour une configuration d'interaction proche de la configuration expérimentale avec une émittance de $\epsilon_x = 30 \mu m.rad$, $\epsilon_y = 20 \mu m.rad$. À gauche, l'image brute, à droite l'image filtrée (4 mrad x 4 mrad). Les couleurs correspondent à l'énergie du rayonnement exprimé en eV. Le cercle en noir est la représentation de la fenêtre de béryllium de diamètre 40 mm sur l'image simulée.	236
3.20 Ajustement gaussien des profils correspondant au résultat expérimental de la figure 3.15 pour différentes orientations de la bande du profil de mesure, à partir de la direction verticale, dans le sens anti-trigonométrique.	237
3.21 Courbes théorique et expérimentales suivant la grande diagonale du cône de rayonnement.	238
3.22 Courbe théorique et profils obtenus par simulation pour des faisceaux symétriques en collision frontale non polarisé. L'émittance du faisceau d'électrons est dans ce cas de figure très faible.	239
3.23 Courbe théorique et profils obtenus par simulation pour des faisceaux symétriques en collision frontale, pour un faisceau laser polarisé verticalement. L'émittance du faisceau d'électrons est dans ce cas de figure très faible.	240

3.24	Comparaison des profils théoriques et expérimentaux avec le profil simulé pour la grande diagonale du cône.	240
3.25	Comparaison des profils théoriques et expérimentaux avec le profil simulé pour la petite diagonale du cône.	241
3.26	Comparaison des profils théoriques et expérimentaux avec le profil simulé pour la grande diagonale du cône, pour des valeurs d'émittance inférieures aux valeurs expérimentales.	241
3.27	Comparaison des profils théoriques et expérimentaux avec le profil simulé pour la petite diagonale du cône, pour des valeurs d'émittance inférieures aux valeurs expérimentales.	242
3.28	Profil d'image extrait par le logiciel de traitement des ERLM.	243
3.29	Signal extrait du bruit converti en PSL/mm ² en fonction de la distance le long de la bande de mesure.	244
3.30	Matrices contenant les données utilisées pour le traitement de l'image. . .	244
3.31	Représentation en trois dimensions du nombre de photons diffusés correspondant au signal extrait du bruit des images de la figure 3.12.	247
3.32	Imagerie avec et sans laser par un ERLM.	248
3.33	Détection du rayonnement avec et sans laser par un empilement d'ERLM. Le niveau en PSL/mm ² est exprimé en fonction de la masse surfacique pénétrée par le rayonnement en g/cm ² . Chaque point de mesure correspond à un ERLM. Le signal avec laser (1) est superposé au signal sans laser (2).	249
3.34	Pénétration de la dose avec laser soustrait du bruit de fond par un empilement d'ERLM. Le niveau en PSL/mm ² est exprimé en fonction de la masse surfacique pénétrée par le rayonnement en g/cm ² . Chaque point de mesure correspond à un ERLM. La différence (1)-(2) permet d'exprimer le signal extrait du bruit.	249
3.35	Comparaison entre la mesure et les simulations MCNP (normalisés) de la transmission de photons X mono-énergétiques de 5 à 50 keV dans un empilement de 8 ERLM.	250
Annexes :		
36	Géométrie de l'interaction selon les paramètres de CAIN.	261
37	Visualisation par TopDrawer du spectre des photons X diffusés à partir de la commande PLOT HIST	263

Liste des tableaux

Partie I :

1.1	Comparaison des valeurs de γ et θ_{rms}	41
2.1	Caractéristique de la source X- K_α du LOA [36]	66
2.2	Caractéristique de la source bétatron du LOA [36].	67
2.3	Caractéristique de la source de rayonnement Thomson non linéaire (Larmor X) du LOA [36].	68
2.4	Quelques exemples de sources émettant des photons de basses énergies [39].	69
2.5	Technique d'analyses utilisées sur des œuvres d'art [5].	72
3.1	Caractéristiques attendues du flux de photons X.	84
3.2	Caractéristiques de l'accélérateur et du laser.	85
3.3	Caractéristiques des électrons en sortie du linac.	86

Partie II :

1.1	Caractéristiques de l'oscillateur laser [97].	100
2.1	Rendement de conversion pour l'obtention de différentes longueurs d'onde.	117
2.2	Campagnes de mesure d'émittance transverse normalisée effective, en sortie de la ligne accélératrice (écran en G1), pour un courant de la bobine d'anode optimisé.	128
3.1	Quelques paramètres des faisceaux nécessaires aux calculs.	134
3.2	Valeurs d'émittance du faisceau d'électrons après le demi-tour (en K0) pour différentes charges de faisceau. Durée des micro-impulsions : 10,6 ps rms.	152
3.3	Caractéristiques du faisceau de photons X attendu pour les paramètres nominaux du tableau 3.1.	157

Partie III :

1.1	Tableau récapitulatif des paramètres du faisceau pour une micro-impulsion d'électrons.	180
2.1	Composition d'un ERLM de la face avant à la face arrière, [25], [126], [127], [128], [129].	201
3.1	Tableau résumant les paramètres de l'interaction correspondant à la première observation de photons X (Figure 3.4).	224
3.2	Tableau résumant les paramètres de l'interaction correspondant à l'observation de photons X de la figure 3.12.	231

3.3	Résultats expérimentaux du nombre de photons émis par micro-impulsion calculés avec la sensibilité des ERLM en fonction de l'énergie moyenne du flux, en fonction de l'énergie calculée par la relation cinématique et en fonction de l'énergie des photons simulés.	245
3.4	Résultats expérimentaux obtenus.	246
3.5	Évaluation de la brillance du faisceau d'X pour un calcul basé une évaluation du cône de rayonnement (méthode expérimentale) et pour un calcul basé sur la simulation (méthode simulation).	247

Liste des publications

Revues avec comité de lecture :

A.-S. Chauchat, V. Le Flanchec, J.-P. Nègre, A. Binet, P. Balleyguier, (CEA DAM DIF, Arpajon) J.-P. Brasile, (THALES, Colombes), J.-M. Ortega (Université Paris-Sud, Orsay), Instrumentation developments for production and characterization of Inverse Compton Scattering X-rays and first results with a 17 MeV electron beam, Nuclear Instruments and Methods A (NIMA), Volume 622, Issue 1, Pages 129-135 (octobre 2010). doi:10.1016/j.nima.2010.07.034

A.-S. Chauchat, V. Le Flanchec, A. Binet, J.-L. Flament, P. Balleyguier, (CEA DAM DIF, Arpajon) J.-P. Brasile, S. Muller (THALES, Colombes), J.-M. Ortega (Université Paris-Sud, Orsay), Construction of a Compton source for X-rays in the ELSA facility, NIMA, Volume 608, Issue 1, Supplément 1, Pages S99-S102 (septembre 2009). doi:10.1016/j.nima.2009.05.134

Actes de congrès avec comité de lecture :

A.-S. Chauchat, V. Le Flanchec, J.-P. Nègre, A. Binet, P. Balleyguier, (CEA DAM DIF, Arpajon) J.-P. Brasile, (THALES, Colombes), J.-M. Ortega (Université Paris-Sud, Orsay), Production and Characterisation of Inverse Compton Scattering X-rays with a 17 MeV Electron Beam, IPAC 2010, Kyoto, Japon. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC10/papers/mopea001.pdf>

C. Bruni, F. Couchot, Y. Fedala, J. Haissinski, M. Lacroix, R. Roux, A. Variola, F. Zomer (LAL, Orsay), P. Balcou, E. Cormier, S. Montant, M.-C. Nadeau (CELIA, Talence), N. Artemiev (LOA, Palaiseau), P. Gladkikh (NSC/KIPT, Kharkov), J.-P. Brasile, A.-S. Chauchat, C. Simonboisson (THALES, Colombes), R. Czarny (THALES Laser, Orsay), The RADIOTHOMX project, EPAC 2008. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e08/papers/tupp112.pdf>

Communications :

- Basic Energy Sciences workshop on Compact Light Source, "Inverse Compton Scattering on ELSA facility", 2010, Rockville, États-Unis.

- Journées Accélérateurs de la Société Française de Physique, "Développement d'une source de rayons X par interaction Compton sur ELSA", 2009, Roscoff.

- International Committee for Future Accelerators workshop : Compton source for X/gamma rays : Physics and Applications, "Implementation of a Compton source for X-rays in the ELSA facility", 2008, Alghero, Italie.